ORSAY
SÉRIE A,
N° D'ORDRE :
163

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

PAR

Marie-Antoinette JABIOL

PREMIÈRE THÈSE

Création d'un et plusieurs mésons π
dans les interactions $\pi^+ p$ à 1,6 GeV/c

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 8 juin 1966 devant la Commission d'examen

MM. A. BERTHELOT — Président

P. LEHMANN
R. NATAF
A. ROGOZINSKI — Examinateurs

ORSAY
SÉRIE A,
N· D'ORDRE :
163

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

PAR

Marie-Antoinette JABIOL

PREMIÈRE THÈSE

Création d'un et plusieurs mésons π dans les interactions $\pi^+ p$ à 1,6 GeV/c

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 8 juin 1966 devant la Commission d'examen

MM. A. BERTHELOT — Président

P. LEHMANN
R. NATAF
A. ROGOZINSKI — Examinateurs

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen.... M. ZAMANSKY

MM.	BRELOT	T Analyse supérieure
	PRENANT	T Anatomie et histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie Organique
	WYART	T Minéralo & Cristallo
	TEISSIER	T Zoologie
	MANGENOT	T Biologie végé. (Orsay)
	AUGER	T Physique quantique et relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique ENS
	CARTAN	T Mathématiques ENS
	LAFFITTE N.	T Chimie générale
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique ENS
	EPHRUSSI	T Génétique
	RIVIERE	T Géologie SPCN & Sédiment (Orsay)
	GAUTHERET	T Biologie végétale PCB
	LUCAS R.	T Recherches Physiques
	TOMMAS A.	T Biologie cellulaire
	ARNULF	T Optique appliquée
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique PCB
	FORTIER	T Mécanique exp. des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météo & Dynamique atmos.
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
	THELLIER	T Physique du globe
	L'HERITIER	T Biologie générale Orsay
	GRIVET	T Radioélectricité Orsay
	PONCIN	T Mécanique générale
	DU BREIL	T Arith. & Théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	GAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie et diffraction électro.
	WIEMANN	T Chimie organ. & struc.
	JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay)
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralo. & Cristallo.
	MATHIEU J. P.	T. Physique optique
	COUTEAUX	T. Cytologie
	MAY	T Zoologie
	CHOQUET	T Théorie des fonctions et topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	GUINIER	T Physique des solides (Orsay)
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités et Phys. Mathém.
	SCHWARTZ	T Calcul diff. & Intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (Tech. Aéron.)
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie minérale
	BUVAT	T Botanique ENS
	DUGUE	T Statistique mathématiques
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie Vég. Appl.
	MARECHAL	T Optique théor. & appl.
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiol. de la nutrition
	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLIERS	T Anatomie & Histo.compar.
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANCON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie phys. & géol.
	GODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique math. de la phys.
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique MGP
	RIZET	T Génétique Orsay
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
	DIXMIER	T Mathématiques MPC
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique générale
	BRUSSET	T Chimie systématique
	LEVY M.	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
Mme	HUREL PY	T Biologie végétale PCB
	PANNETIER	T Chimie générale
	BRUN	T Mécanique des fluides I
	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay)
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrég.)
Mme	LELONG	T Mathématiques II ENS
	BELLAIR	T Géologie SPCN
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J. E.	T Chimie organique
	LAMOTTE	T Zoologie ENS
	MICHEL A.	T Chimie minérale Orsay
	OLMER	T Energétique générale
	ROUAULT	T Electricité (Orsay)
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CASTAING	T Physique II Thermo (Orsay)
	CURIEN	T Minéralo. & cristal.
	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay)
Mme	CHARNIAUX-COTTON	T Evolution des êtres organisés
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique Nucl. & radioactivité (Orsay)
	TONNELAT	T Biol. Physico-chim. (Orsay)
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie PCB
	DODE	T Chimie (Orsay)
	FREYMANN	T Recherches physiques
	GUINOCHET	T Biologie végétale SPCN (Orsay)
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
	CHEVALLEY	T Géométrie algéb. et théorie des groupes
	ARNOULT	T Electronique Orsay
	CHAPELLE	T Physique I (Orsay)
	DELANGE	T Mathématiques I (Orsay)
	DENY	T Mathématiques générales (Orsay)
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales (Orsay)
	BRICARD	T Météor. et physique de l'atmosphère
Mme	ALBE FESSARD	T Psycho-physio.
	FRIEDEL	T Physique des solides (Orsay)
	JULIA M.	T Etudes des moléculaires complexes
	LENDER	T Biologie animale SPCN (Orsay)
	MAGAT	T Physico chimie des radioéléments
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
	MONOD	T Chimie du métabolisme
	BENOIT	T Physio. animale (Orsay)
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	LEMEE	T Ecologie végétale (Orsay)
	GUERIN	T Chimie MPC (Orsay)
	CHATELET	T Chimie PCB
	JEAN	T Physio. nucléaire (Orsay)
	MATTLER	T Physique SPCN
	BERGERARD	T Zoologie (Orsay)
	BERTEIN	T Electronique (Orsay)
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermo. et méca. physique
	ELLEMBERGER	T Géologie des grandes régions du globe (Orsay)
	FRANC	T Biologie animale PCB
	SCHNELL	Botanique tropicale
	STLKOWSKI	T Physiologie végétale
	ACHER	T Chimie biologique
	BAUDOIN	T Biologie animale PCB
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique Ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D.	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	FREON	T Chimie organique (Orsay)
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appli. à la Chimie Théor. & à la Phys. Nucléaire.
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique et méca. céleste
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Méca. phys. & expérimentale
	LACOMBE	T Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
	BROCHARD	T Physique PCB (Orsay)
	CABANNES	T Mécanique générale
	LESIEUR	T Math. I (Orsay)
	MAZET	T Méca. générale (Orsay)
	CAIRE	Géographie physique et géo. dynamique
	COMOLET	Méca. des fluides
	CORABOEUF	T Physiologie animale (Orsay)
	DELLOUE	T Physique de l'atmosphère
	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
	HOUILLON	Biologie animale PCB
	JULLIEN J.	Chimie SPCN (Orsay)
	MALGRANGE	T Technique Math. de la physique (Orsay)
	OLIVIER	Antropologie
	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
	BLANC-LAPIERRE	T Physique ENS (Orsay)
	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
	SAMUEL	T Mathématiques ENS féminines
	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
	THIRY	T Méca. céleste
	ABELES	Physique SPCN
	AMAT	T Physique PCB
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	BOUGIS	Biologie marine Villefranche/mer
	BRUHAT	T Math. MPC
	BRUNN	T Géologie historique (Orsay)
	CHABBAL	T Physique MGP (Orsay)
	DEHEUVELS	T Math. propé.
	D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay)
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
	GENEVES	Biologie végétale PCB
	GUILBERT	Physique CUS Orléans
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie PCB
	MEYER	Physique propédeutique
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	Pétrographie
	ROSEAU	T Méca. théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique
	SILBER	T Chimie PCB
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories physiques
	HERVE	T Mathématiques
	NERON	T Math. MPC (Orsay)
Mme	PECKER WIMEL	T Astrophysique
	BALKANSKY	Physique MPC
	LE CORRE	T Electricité
	DELCROIX	T Physique théorique (Orsay)
	GOURDIN	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
	LEHMANN	T Phys. Exp. des hautes énergies
	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ECHALIER	Biologie animale PCB
	BARRAUD	Physiologie cellulaire
	LIORET	Physiologie végétale (Orsay)
	DARS	Géologie structurale et Géologie appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	BLAQUIERE	Electronique (Orsay)
	ARNOUS	T Physique théorique
	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
	MALLIAVIN	T Mathématiques propé. (Orsay)
	GAUDEMAR	Chimie propé.
	PEREZ Y JORBA	Physique Exp. des hautes énergies (Orsay)
	DAVID	T Chimie (agrégation Orsay)
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	GUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Math. MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	BV CPEM
	FAVARD P.	BA CPEM
	VILKAS	Chimie CPEM
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN TANNOUDJI	Physique MPC
	TAVERNIER	Physique CPEM
Mme	ROIZEN	Physique CPEM
	DURAND M.	BA SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	BA CPEN
	BROUSSE	Géologie (Orsay)
	CAGNIAC	Physique agrégation (Orsay)
	LEBERRE	Zoologie (Orsay)
	SCHEFFER	Microbiologie (Orsay)
	de GENNES	Physique des solides (Orsay)
	RIOU	Physique nucléaires exp. (Orsay)
	CLAUSER	Chimie biologique (Orsay)
	CHEVALIER	Physiologie animale (Orsay)
	JANCOVICI	Physique atomique (Orsay)
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire (Orsay)
	PETIZON	Chimie propé. (Orsay)
	CERF	Mathématiques (Orsay)

Secrétaire général ... R. POULAIN

Avant de présenter cette thèse, je tiens à remercier Monsieur le Professeur A. BERTHELOT qui m'a accueillie dans son laboratoire et m'a permis de m'initier à la physique des particules élémentaires, grâce à son enseignement fructueux.

Je suis particulièrement reconnaissante envers Monsieur A. ROGOZINSKI qui, par ses conseils et ses encouragements, m'a guidée tout au long de ce travail.

Les résultats exposés ici ont été obtenus grâce à la collaboration de Madame A. DAUDIN, Messieurs P. DARONIAN, C. KOCHOWSKI, C. LEWIN. C'est avec plaisir que je les remercie chaleureusement pour leur aide précieuse ainsi que les physiciens de l'Université de Bari qui ont également participé à cette expérience.

Monsieur le Professeur J. REIGNIER m'a aidée au cours de nombreuses discussions et je lui en suis vivement reconnaissante.

Ce travail a pu être effectué grâce à l'obligeance et à l'aide du groupe de chambres à bulles du LPCHE et du Département Saturne lors de la prise des clichés, du Service de Calcul Electronique de Saclay lors de leur exploitation ; je leur exprime ici ma sincère reconnaissance.

Que les techniciens qui ont effectué le dépouillement des clichés avec une efficacité constante et un grand dévouement reçoivent tous mes remerciements ; de même que Mademoiselle E. MARCHAND qui a dessiné la plupart des figures.

Je remercie Mesdames O. LEBEY et PEGUY qui ont assuré très aimablement la mise en pages.

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

A Marcel et Simone Jabiol,

A Jacques Jabiol,

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544321_0034

TABLE DES MATIÈRES

Pages

INTRODUCTION 9

CHAPITRE I : DESCRIPTION EXPERIMENTALE 11

A - Dispositif expérimental 11
B - Dépouillement et mesure des clichés 12

1) - Le tri 12
2) - Les mesures 12

C - Calculs 12

1) - Programme de lecture 12
2) - Programme de géométrie 13
3) - Programme de cinématique 13
4) - Programmes d'histogrammes et de diagrammes 14

D - Classification des événements 14

1) - Ionisation 14
2) - Masse manquante 14
3) - Fonction χ^2 16

CHAPITRE II : ETUDE DE LA CREATION D'UN SEUL π 19

A - Spectres de masse effective 19

1) - Réaction $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^o$ 19
2) - Réaction $\pi^+ p \longrightarrow n \pi^+ \pi^+$ 21

B - Séparation des différentes voies de la réaction $\pi^+ p \longrightarrow \pi^+ p \pi^o$ 26

C - Résultats relatifs au ρ^+ et à l'interaction $\pi \pi$ 26

1) - Réaction $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^o$ 26
2) - Réaction $\pi^+ p \longrightarrow n \pi^+ \pi^+$ 43

D - Résultats relatifs aux isobares 46

1) - Etude de l'isobare $N_{33}^{*++} \longrightarrow p \pi^+$ 46
2) - Etude de l'isobare $N_{33}^{*+} \longrightarrow p \pi^o$ ou $n \pi^+$ 51
3) - Etude des isobares N_{13}^{*+} et N_{15}^{*+} 55

CHAPITRE III : ETUDE DE LA CREATION DE PLUSIEURS π 57

A - Etude des spectres de masse effective 57

1) - Réaction $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^-$ 57
2) - Réaction $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ k \pi^o$ 60
3) - Réaction $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^o$ 60
4) - Réaction $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \gamma$ 60

B - Etude de l'isobare N_{33}^{*++} (1 236 MeV) 63

1) - Section efficace de production, masse et largeur de N_{33}^{*++} 63
2) - Section efficace différentielle de création de N_{33}^{*++} 64

C - Etude du méson η^{o} 64

1) - Section efficace totale de production, masse et largeur du η^{o} 64
2) - Rapports de branchement de différents modes de désintégration de η^{o} 67
3) - Production associée N_{33}^{*++} - η^{o} 67

D - Etude du méson ω^{o} 69

CONCLUSION 71

BIBLIOGRAPHIE 73

INTRODUCTION

Depuis plusieurs années, l'étude des interactions π-nucléons a fait l'objet de nombreuses expériences. Ces expériences ont permis d'observer les résonances mésoniques et baryoniques, de déterminer leurs propriétés caractéristiques (masse, largeur, nombres quantiques, modes de désintégration) et de rechercher leur mécanisme de production.

L'une de ces expériences fut celle de la collaboration Saclay-Orsay-Bari-Bologne effectuée à l'aide d'une chambre à bulles à hydrogène liquide exposée à un faisceau de mésons π^- de 1,6 GeV/c [1, 2]. Elle a consisté essentiellement à étudier les interactions accompagnées de la création d'un seul ou de plusieurs mésons π.

En particulier, dans les réactions $\pi^- p \longrightarrow p\ \pi^-\ \pi^o$ et $\pi^- p \longrightarrow n\ \pi^+\ \pi^-$, la distribution des masses effectives $(\pi^-\ \pi^o)$ et $(\pi^+\ \pi^-)$ montre un pic prononcé centré sur 750 MeV, attribué au ρ. Il a été confirmé que le mécanisme de production de cette résonance était bien décrit par le modèle périphérique proposé par CHEW et LOW [3] à condition de le modifier par l'introduction de facteurs de forme [4]. Cependant, on a constaté que contrairement au cas du ρ^-, le ρ^o présentait certains écarts par rapport aux prévisions théoriques.

Pour compléter cette étude, nous avons entrepris une expérience à l'aide d'un faisceau de mésons π^+ de 1,6 GeV/c. Nous avons pu ainsi comparer les résultats relatifs aux interactions $\pi^+ p$ à ceux relatifs aux interactions $\pi^- p$ dans le cas où soit un méson π, soit plusieurs mésons π étaient créés. De plus, la comparaison a été faite avec les résultats provenant d'expériences utilisant des π^+ et des π^- incidents dont l'impulsion était comprise entre 1 et 8 GeV/c.

Les résultats de cette expérience de π^+ à 1,6 GeV/c sont exposés et interprétés dans ce qui suit. La description expérimentale fait l'objet du Chapitre I.

Dans le Chapitre II, nous étudions la création d'un seul méson dans les réactions

$$\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\ \pi^o \qquad (1)$$

$$\longrightarrow n\ \pi^+\ \pi^+ \qquad (2)$$

Nous avons déterminé les propriétés du dipion $(\pi^+\ \pi^o)$ et en particulier celles du ρ^+, puis celles du dipion $\pi^+\ \pi^+$ qui se trouve dans l'état pur d'isospin I = 2. Nous avons examiné dans quelle mesure le modèle périphérique de CHEW et LOW permettait d'interpréter les résultats expérimentaux relatifs à ces dipions. En outre, nous avons étudié les isobares N^*_{33} (1 236 MeV), N^*_{13} (1 518 MeV) et N^*_{15} (1 688 MeV). En ce qui concerne la création de l'isobare N^*_{33}, STODOLSKY et SAKURAI [5] ont proposé un modèle avec échange d'un ρ. Nous avons donc comparé nos résultats avec les prédictions de ce modèle.

Dans le Chapitre III, nous étudions la création de plusieurs mésons π dans les réactions

$$\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^-$$

$$\longrightarrow p\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^o$$

$$\longrightarrow p\ \pi^+\ k\ \pi^o,\ k = 1$$

Dans ces réactions, nous avons observé la création de l'isobare $N^{*++}_{33} \longrightarrow p\ \pi^+$ et des mésons η^o et ω^o. Nous avons montré l'existence de la production associée de N^{*++}_{33} et de η^o et nous avons déterminé les rapports de branchements de certains modes de désintégration du méson η^o.

CHAPITRE I

DESCRIPTION EXPÉRIMENTALE

L'expérience s'est déroulée en quatre étapes décrites dans ce chapitre : la prise des clichés effectuée à l'aide d'une chambre à bulles placée dans un faisceau de π^+ issu de Saturne, le dépouillement et la mesure des clichés, les calculs effectués à partir des mesures et la classification des événements.

A - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Une première série de clichés a été obtenue à l'aide de la chambre à bulles à hydrogène liquide de 50 cm de diamètre du L. P. C. H. E. de Saclay ; la chambre contenait une plaque de plomb de 6 mm d'épaisseur destinée à détecter les photons par leur matérialisation en paires d'électrons. Une seconde série de clichés a été obtenue à l'aide de la chambre à bulles à hydrogène liquide de 180 litres qui est une version agrandie de la précédente. Les nombres de clichés obtenus étaient respectivement 50 000 et 30 000. Dans les deux cas, la chambre à bulles était placée dans un champ magnétique de 18 000 Gauss. Les trajectoires de particules étaient photographiées par trois caméras, ce qui permettait la reconstitution géométrique des événements dans l'espace.

Le faisceau de π^+ provenait d'une cible de cuivre placée dans une section droite de Saturne (Figure 1). Le système optique composé de 7 lentilles quadrupolaires et de 2 aimants donnait une

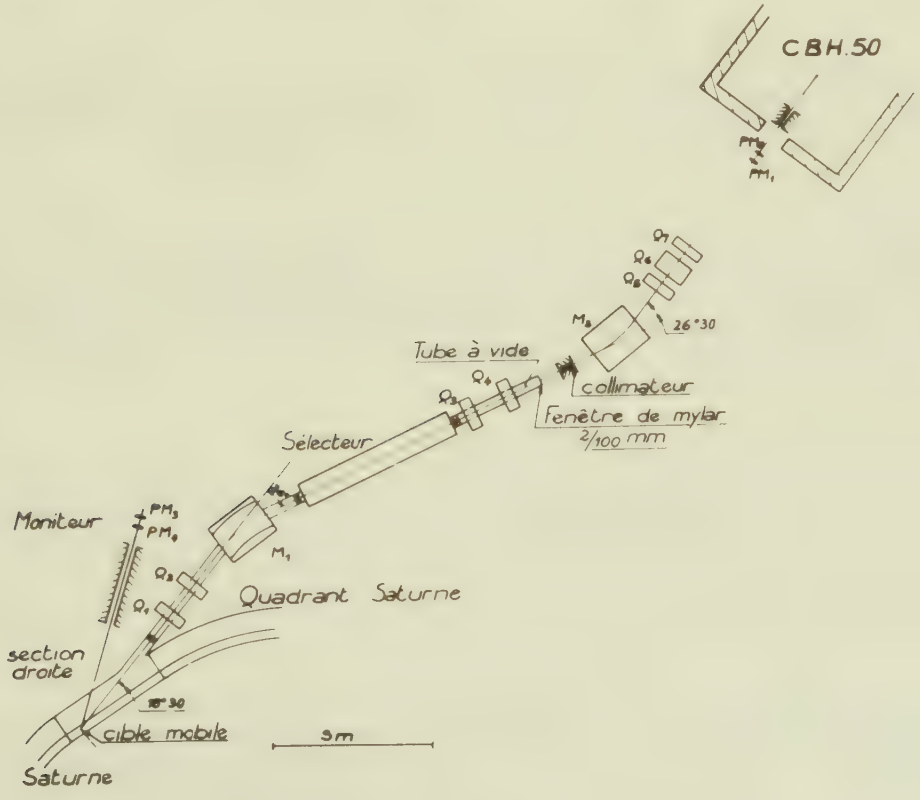


Figure 1 - Schéma du faisceau de π^+ à 1,6 GeV/c

image de la cible au centre de la chambre à bulles. Un sélecteur à champs électrique et magnétique croisés, placé entre l'aimant M_1 et la lentille Q_3, assurait la séparation des π^+ et des protons. De cette façon, nous avons obtenu un faisceau de π^+ dont l'impulsion au centre de la chambre était de 1,585 ± 0,015 GeV/c.

La contamination du faisceau en μ^+ et e^+, déterminée à l'aide d'un compteur Cerenkov, était de 4 % ; la contamination en mésons K^+ était de l'ordre de 0,5 %. La contamination en protons a été déterminée par deux méthodes différentes ; la première utilisait la courbe obtenue en faisant varier le champ magnétique du sélecteur, cette courbe montrant deux pics séparés pour les protons et les mésons π^+ ; la seconde consistait à déterminer le nombre d'événements classés dans la diffusion élastique proton-proton dans notre expérience à 1,6 GeV/c et à utiliser la section efficace différentielle de cette diffusion connue par ailleurs.

Les deux méthodes ont donné une valeur de 5 % pour la contamination en protons.

B - DEPOUILLEMENT ET MESURE DES CLICHES

Les clichés étaient d'abord triés (ce travail est appelé scanning), puis mesurés sur des appareils semi-automatiques.

1) - Le tri

Les clichés étaient examinés un par un à l'aide d'un projecteur. Un événement était retenu s'il se trouvait dans le volume fiduciel et satisfaisait aux critères géométriques.

a) Définition du volume fiduciel

Ce volume a été choisi de façon que les traces secondaires soient suffisamment longues pour être mesurées avec une précision aussi bonne que possible. La dimension du volume dans la direction du faisceau était de 12,5 cm pour la première série de clichés et de 20 cm pour la seconde série de clichés.

b) Critères géométriques

Les événements à 2 et 4 branches étaient retenus. Le numéro des événements et tous renseignements utiles à l'identification de la réaction tels que l'ionisation et l'arrêt d'une branche dans l'hydrogène étaient notés dans le cahier de scanning et sur une fiche où l'événement était dessiné schématiquement. Le nombre de traces était compté tous les dix clichés.

2) - Les mesures

Les événements étaient mesurés sur les trois vues stéréoscopiques à l'aide d'appareils semi-automatiques du type ENETRA ou similaires. Sur chaque vue, les coordonnées des marques fiducielles gravées sur le plan arrière du hublot avant de la chambre à bulles, les coordonnées du sommet de l'interaction et celles de 6 à 10 points sur chaque trace issue du sommet étaient enregistrées par perforation sur une bande de papier.

C - CALCULS

L'ensemble des coordonnées étant enregistré, de nombreux et longs calculs étaient nécessaires afin de classer et d'utiliser les événements. Ceux-ci ont été exécutés à l'aide des calculatrices IBM 1 401 et 7 094 du Service de Calcul Electronique (S. C. E.) de Saclay.

L'ensemble des programmes comprenait quatre parties : la lecture, la géométrie, la cinématique, les histogrammes.

1) - Programme de lecture

Ce programme a permis de lire les bandes où étaient perforées les données, de détecter les erreurs d'affichage à la mesure et d'inscrire les données relatives aux événements corrects sur une bande magnétique.

2) - Programme de géométrie

Le programme de géométrie GAP 2 a été écrit au C.E.R.N. [8] et adapté à la calculatrice IBM 7 094 par le S.C.E. de Saclay. Il a permis, à partir des données inscrites sur bande magnétique, de calculer les quantités suivantes :

- les trois coordonnées de points particuliers qui étaient le sommet de l'interaction et s'il y avait lieu, le point d'arrêt d'une trace dans l'hydrogène,

- les trois paramètres caractérisant chaque trace, c'est-à-dire le rayon de courbure, l'angle azimuthal et l'angle de profondeur.

Le système de référence était défini par les positions des marques fiducielles.

a) Reconstitution des points

Pour chaque vue, les paramètres de la chambre et les coordonnées mesurées du point déterminaient l'équation du rayon lumineux passant par ce point. Les coordonnées x, y, z du point étaient ensuite calculées approximativement par l'intersection de deux rayons lumineux passant par ce point ; elles étaient enfin corrigées en utilisant l'équation du troisième rayon lumineux.

b) Reconstruction des traces

La trajectoire d'une particule chargée dans un champ magnétique est une hélice dont il s'agissait de calculer les paramètres. La méthode de calcul se résumait de la façon suivante :

- sur chacune des trois vues, les coordonnées mesurées de chaque point de la trace déterminaient l'équation du rayon lumineux passant par le point considéré. A chaque trace, correspondaient ainsi trois faisceaux de rayons lumineux.

- les paramètres de l'hélice étaient d'abord déterminés par l'intersection de deux des faisceaux de rayons lumineux, ce qui donnait une première approximation.

- les paramètres de l'hélice étaient finalement obtenus par la méthode des moindres carrés en utilisant les trois faisceaux de rayons lumineux.

Toutes les données calculées par le programme de géométrie étaient inscrites sur une bande magnétique.

3) - Programme de cinématique

Nous avons utilisé d'abord le programme GAP, puis le programme GRIND ; ces deux programmes écrits au C.E.R.N. et adaptés à la calculatrice IBM 7094 de Saclay ne différent pas dans leur principe [9].

Une configuration donnée d'événements pouvant représenter plusieurs réactions, le calcul de cinématique a permis d'identifier l'événement à l'une de ces réactions. Pour cela, on a fait systématiquement l'hypothèse que chacune des réactions était bien représentée par l'événement considéré en attribuant les masses adéquates à chacune des particules chargées et neutres. Par exemple, dans le cas d'un événement à 2 branches, on faisait systématiquement les hypothèses suivantes :

$$\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+$$
$$\longrightarrow p\ \pi^+\ \pi^o$$
$$\longrightarrow n\ \pi^+\ \pi^+$$

Dans chaque hypothèse, les paramètres mesurés relatifs aux particules chargées et non mesurés relatifs aux particules neutres devaient satisfaire aux équations de conservation de l'impulsion et de l'énergie :

$$\sum p_i \cos \lambda_i \cos \varphi_i = 0$$
$$\sum p_i \cos \lambda_i \sin \varphi_i = 0$$
$$\sum p_i \sin \lambda_i = 0$$
$$- m + \sum_i \sqrt{p_i^2 - m_i^2} = 0$$

p_i est l'impulsion, λ_i l'angle de profondeur, φ_i l'angle azimuthal et m_i la masse de la particule d'indice i. m est la masse de la particule cible.

Nous avons désigné par x_i, les paramètres $1/p_i$, tg λ_i et φ_i.

En général, il y avait moins de paramètres non mesurés que d'équations de contraintes et les paramètres mesurés ne satisfaisaient pas exactement ces équations. Par la méthode des moindres carrés, on déterminait les valeurs des paramètres mesurés et non mesurés pour que les équations soient vérifiées au mieux ; c'est-à-dire qu'on cherchait à déterminer l'ensemble des paramètres qui rendait minimum la fonction

$$\chi^2 = \sum_i (x_i - x_i^m)\, G_{ij}\, (x_j - x_j^m)$$

x_i^m est le paramètre mesuré d'indice i,

G_{ij} est l'élément de la matrice d'erreur défini par

$$G_{ij}^{-1} = \overline{\delta x_i^m . \delta x_j^m}$$

δx_i^m est l'erreur commise sur x_i^m.

La valeur de χ^2 obtenue donne la probabilité pour que l'hypothèse considérée soit exacte

$$P(\chi^2) = \frac{1}{(k/2 - 1)\,!\; 2^{k/2}}\; \chi^{2k-1}\, e^{-\chi^2/2}$$

k est le nombre de contraintes.

De plus, le programme de cinématique calculait une série de grandeurs fondamentales ; ce sont notamment la masse manquante, les masses effectives des particules, les angles que font les particules entre elles dans différents systèmes de référence.

Tous les résultats étaient imprimés d'une part et inscrits d'autre part sur une bande magnétique.

4) - Programmes d'histogrammes et de diagrammes

Ces programmes permettaient d'obtenir rapidement des histogrammes et des diagrammes à double entrée à partir des résultats de calculs de cinématique.

D - CLASSIFICATION DES EVENEMENTS

Après avoir obtenu les résultats de cinématique, les physiciens effectuaient la classification des événements à l'aide de trois critères : l'ionisation, la masse manquante et la valeur de la fonction χ^2.

1) - Ionisation

Connaissant l'ionisation des particules chargées déterminée lors du tri et leur impulsion déterminée par la mesure, on pouvait identifier la nature de ces particules. Dans l'expérience décrite ici, il s'agissait de faire la distinction entre un π^+ et un proton.

2) Masse manquante

Pour chaque hypothèse envisagée, le programme de cinématique calculait la masse manquante M_n à partir des impulsions et angles mesurés des particules chargées.

Les critères suivants ont été déterminés à partir des distributions de masse manquante (Figure 2).

Soit M_n la masse manquante et μ la masse du méson chargé.

Evénements à deux branches

1er Cas - Les particules chargées étaient un méson π^+ et un proton.

Si $-1 < M_n^2/\mu^2 < 1$,

la réaction pouvait être

$$\pi^+ p \longrightarrow \pi^+ p$$

Si $-3 < M_n^2/\mu^2 < 5$,

la réaction pouvait être

$$\pi^+ p \longrightarrow p\, \pi^+\, \pi^0$$

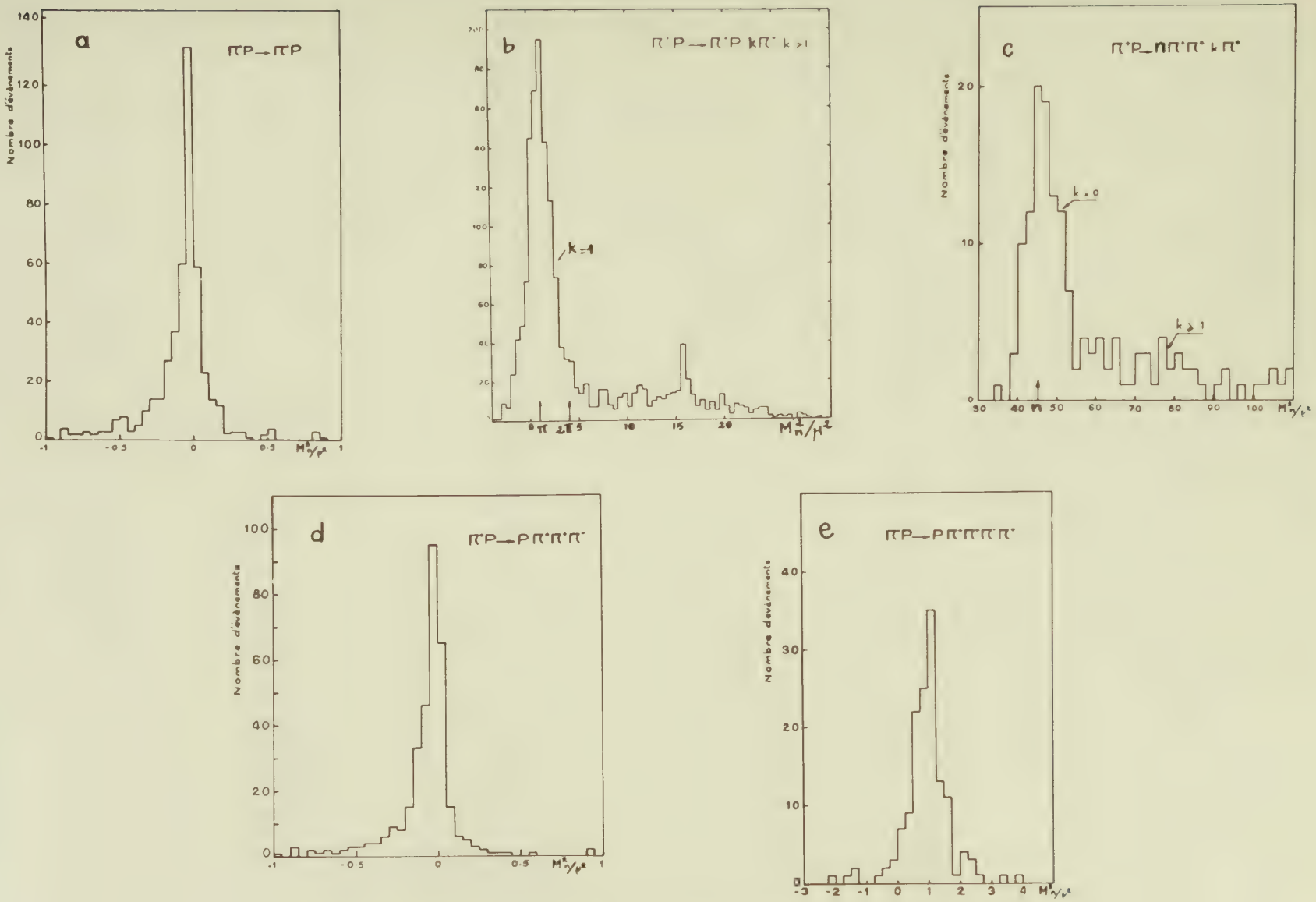


Figure 2 - Distributions du carré de la masse manquante pour les réactions :

a) $\pi^- p \longrightarrow \pi^- p$
b) " $\longrightarrow p\,\pi^+ +$ neutres
c) " $\longrightarrow \pi^+\pi^+ +$ neutres
d) $\pi^+ p \longrightarrow p\,\pi^+\pi^+\pi^-$
e) " $\longrightarrow p\,\pi^+\pi^+\pi^- +$ neutres

Si $M_n^2/\mu^2 > 5$,

la réaction était

$$\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+ k\ \pi^o,\ k > 1$$

2ème Cas - Les particules chargées étaient deux mésons π^+.

Si $33 < M_n^2/\mu^2 < 59$,

la réaction était

$$\pi^+ p \longrightarrow n\ \pi^+ \pi^+$$

Si $M_n^2/\mu^2 > 59$,

la réaction était

$$\pi^+ p \longrightarrow n\ \pi^+ \pi^+ k\ \pi^o,\ k \geqslant 1$$

Evénements à quatre branches

1er Cas - Les particules chargées positivement étaient un proton et deux mésons π^+.

Si $-1 < M_n^2/\mu^2 < 1$,

la réaction pouvait être

$$\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+ \pi^+ \pi^- \text{ ou } \pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+ \pi^+ \pi^- \gamma \qquad (*)$$

Si $-3 < M_n^2/\mu^2 < 5$,

la réaction pouvait être

$$\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^o \text{ ou } \pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+ \pi^+ \pi^- \gamma \qquad (*)$$

2ème Cas - Les particules chargées positivement étaient trois mésons π^+.

Si $33 < M_n^2/\mu^2 < 59$,

la réaction était

$$\pi^+ p \longrightarrow n\ \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-$$

3) - Fonction χ^2

Dans chaque hypothèse, le programme de cinématique donnait la valeur de la fonction χ^2. Les valeurs limites de χ^2 données ci-dessous, ont été déterminées à partir des distributions de la figure 3.

Evénements à deux branches

Les réactions étaient :

$$\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+ \quad \text{si } \chi^2 < 20$$
$$\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+ \pi^o \quad \text{si } \chi^2 < 5$$
$$\pi^+ p \longrightarrow n\ \pi^+ \pi^+ \quad \text{si } \chi^2 < 5$$

Evénements à quatre branches

Les réactions étaient :

$$\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+ \pi^+ \pi^- \quad \text{si } \chi^2 < 20$$
$$\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^o \text{ si } \chi^2 < 5$$
$$\pi^+ p \longrightarrow n\ \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \text{ si } \chi^2 < 5$$

Sur la figure 3, les courbes $P(\chi^2)$ ont été tracées après normalisation. Les distributions expérimentales sont en bon accord avec ces courbes ; ceci est un critère de bonne classification.

Le tableau I donne le nombre d'événements obtenus dans chaque réaction ainsi que les sections efficaces correspondantes calculées à partir de la longueur de trace et après correction du nombre

---

(*) La discrimination entre les deux réactions est très difficile, elle sera discutée dans le Chapitre III.

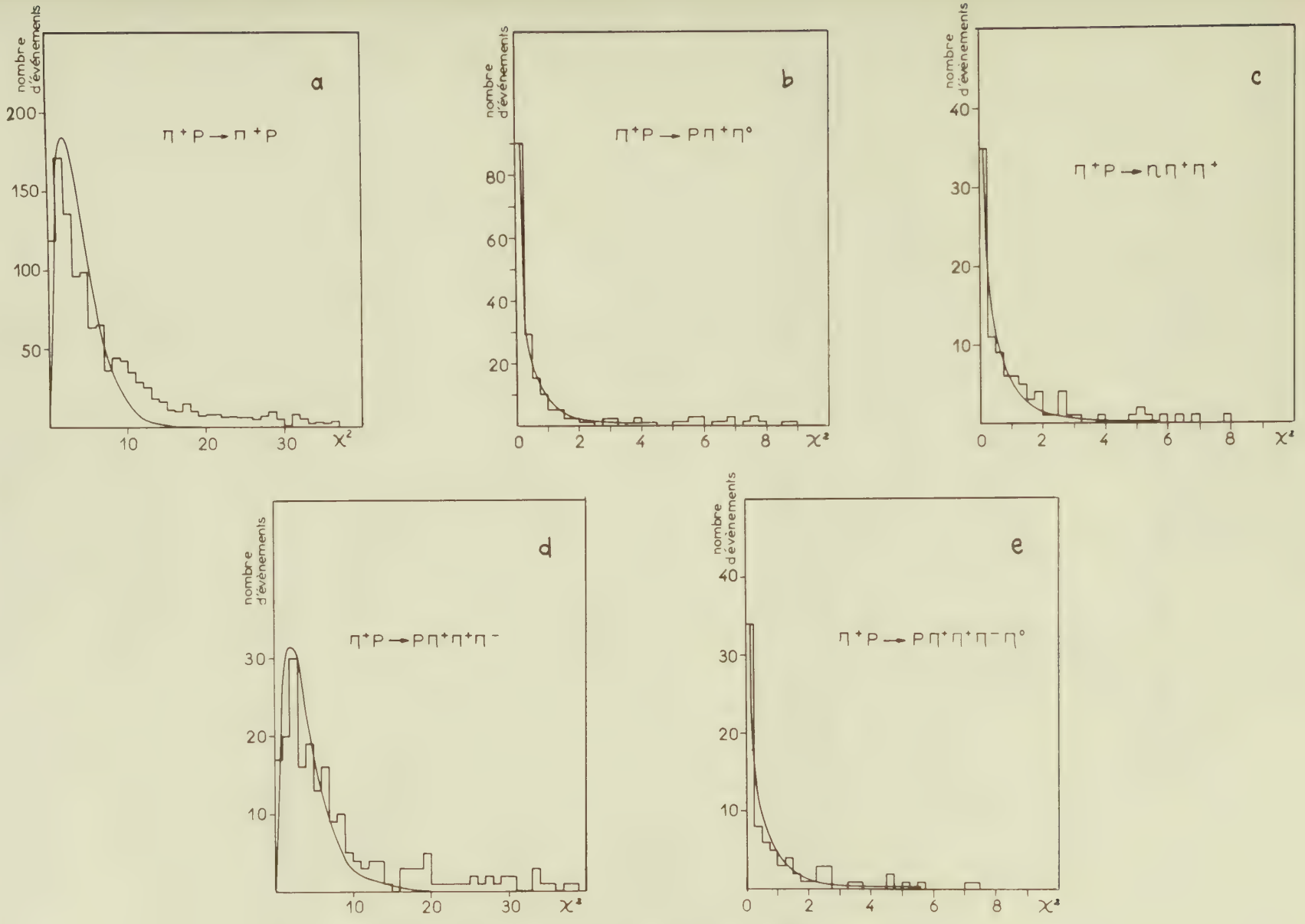


Figure 3 - Distributions de la fonction χ^2 pour les réactions :

a) $\pi^+ p \longrightarrow \pi^+ p$
b) " $\longrightarrow p \pi^+ \pi^\circ$
c) " $\longrightarrow n \pi^+ \pi^+$
d) $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^+$
e) " $\longrightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^\circ$

d'événements observés ; ces corrections étaient dues aux événements non observés lors du tri, à ceux dont le proton était trop court et à ceux qui n'étaient pas mesurables à cause de leur configuration .

Réactions	Nombre d'événements	Section efficace mb
$\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+$ (*)	5 680	16,7 ± 0,4
$p\ \pi^+\ \pi^o$	3 150	9,2 ± 0,2
$n\ \pi^+\ \pi^+$	1 194	3,7 ± 0,1
$p\ \pi^+\ k\ \pi^o,\ k > 1$	1 379	4,0 ± 0,1
$n\ \pi^+\ \pi^+\ k\ \pi^o,\ k \geqslant 1$	575	2,0 ± 0,1
$p\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^-$	1 054	3,3 ± 0,1
$p\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^o$	179	0,5 ± 0,1
$n\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^-$	20	0,07 ± 0,02
$\Sigma^+ K^+$ (*)	192	0,53 ± 0,07

Tableau I - Sections efficaces $\pi^+ p$ à 1,6 GeV/c

La section efficace totale d'interaction $\pi^+ p$ est de 40,0 ± 0,4 mb. Cette valeur est supérieure à celle donnée dans la référence [10] qui est de 37,5 ± 1,5 mb. Ceci provient du fait que la mesure absolue des sections efficaces totales avec les chambres à bulles est plus imprécise que la mesure faite avec des compteurs ; les erreurs données ici étant seulement statistiques sont sous estimées.

(*) Les résultats relatifs à la diffusion élastique [6] et à la création de particules étranges [7] ont déjà été publiés ; nous ne donnons donc ici que les valeurs des sections efficaces totales.

CHAPITRE II

ÉTUDE DE LA CRÉATION D'UN SEUL π

Nous étudierons dans ce chapitre les propriétés des réactions

$$\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\ \pi^o \qquad (1)$$

$$\pi^+ p \longrightarrow n\ \pi^+\ \pi^+ \qquad (2)$$

L'examen des diagrammes de Dalitz montrera que dans chacune des réactions, plusieurs voies sont ouvertes. Les résonances produites dans certaines voies seront mises en évidence dans les spectres de masse effective.

Nous étudierons ensuite le processus de création d'un seul méson π. Nous déterminerons dans quelle mesure nos résultats à 1,6 GeV/c sont compatibles avec les prévisions du modèle périphérique. L'analyse des résultats expérimentaux comportera deux parties, l'une concernant le méson ρ et l'interaction $\pi\,\pi$ et l'autre concernant les isobares.

A - SPECTRES DE MASSE EFFECTIVE

Les réactions sont décrites par le modèle statistique si on suppose que le passage de l'état initial à l'état final se fait par l'intermédiaire d'un grand nombre d'états et de telle façon que l'énergie des n particules de l'état final soit répartie au hasard. La probabilité de transition entre l'état initial et l'état final est proportionnelle à l'élément d'espace de phase covariant

$$\sum_{i=1}^{n} \frac{d^3 P_i}{W_i}\ \delta\Big(W - \sum_{i=1}^{n} W_i\Big)\ \delta^3\Big(\sum_{i=1}^{n} \vec{P}_i\Big)$$

P_i et W_i sont l'impulsion et l'énergie de la ième particule de l'état final dans le système du centre de masse, W est l'énergie totale disponible dans le même système. A l'aide des fonctions [11]

$$F_n = \int \dots \int \Big(\prod_{i=1}^{n} \frac{d^3 P_i}{W_i}\Big)\ \delta\Big(\sum_{i=1}^{n} \vec{P}_i\Big)\ \delta\Big(W - \sum_{i=1}^{n} W_i\Big)$$

$F_{i-1}, \dots F_2$, on peut obtenir la distribution de la masse effective de k particules. Ces distributions seront représentées par les courbes d'espace de phase tracées sur les spectres de masse effective. L'ensemble des événements des réactions (1) et (2) compatible avec ces distributions sera appelé le "fond".

Représentons chaque événement des réactions (1) ou (2) par un point dans un diagramme de Dalitz rectangulaire sur les axes desquels sont portés les carrés des masses effectives. On peut montrer que les points sont répartis uniformément sur le diagramme si la réaction considérée est décrite par le modèle statistique covariant. Par conséquent, le fond défini plus haut sera représenté par une densité uniforme de points.

1) - Réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\ \pi^o$ (1)

La densité des points portés sur le diagramme de Dalitz (Figure 4) n'est pas uniforme ; on peut constater des accumulations de points dans les régions suivantes :

$$23\ \mu^2 < M^2_{\pi^+\pi^o} < 36\,\mu^2 \qquad (I)$$

$$70\ \mu^2 < M^2_{p\pi^+} < 85\,\mu^2 \qquad (II)$$

$$70\ \mu^2 < M^2_{p\pi^o} < 85\,\mu^2 \qquad (III)$$

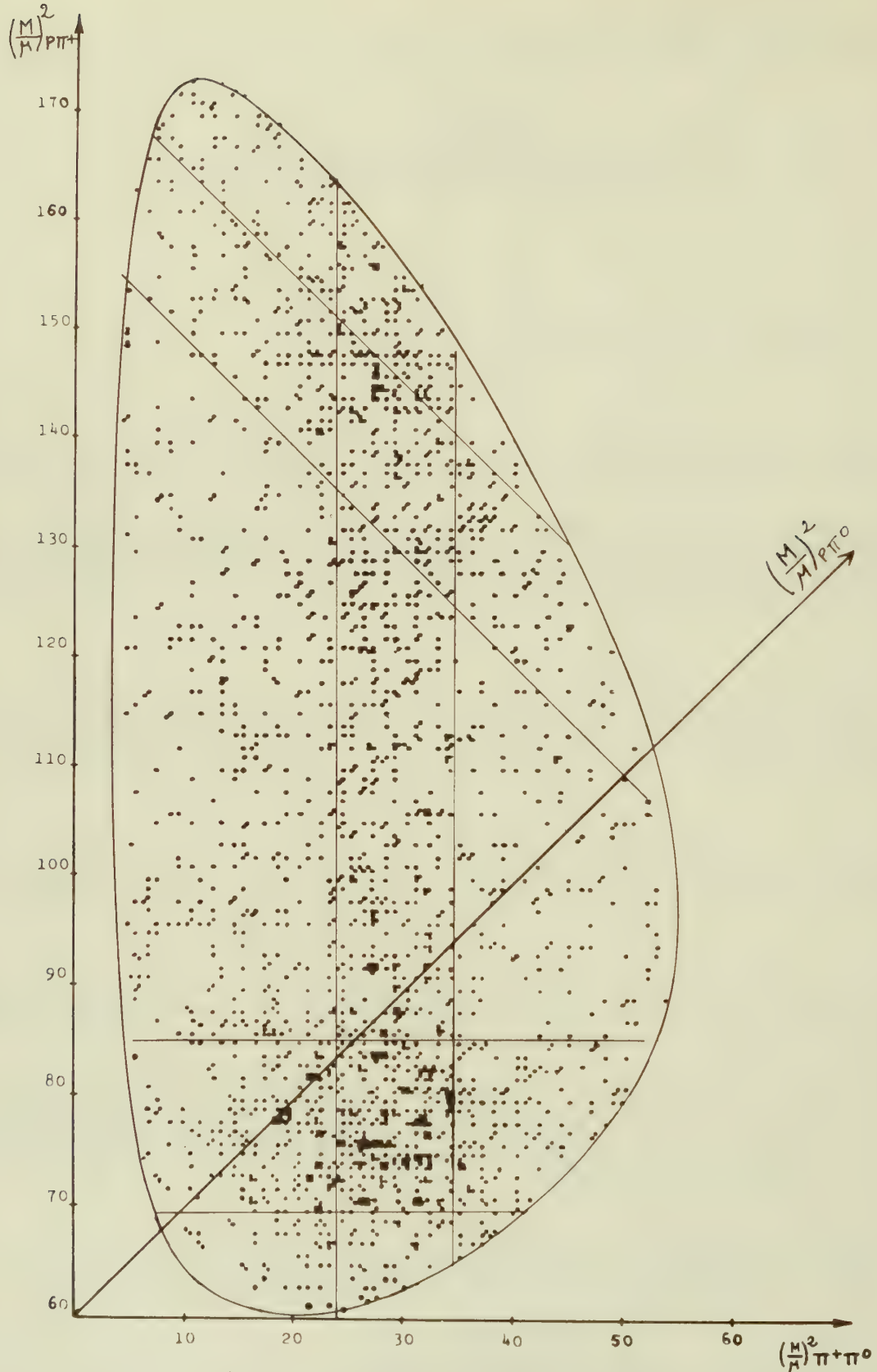


Figure 4 - Diagramme de Dalitz de la réaction :

$\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^0$

μ = masse du méson π chargé.

Les limites de ces régions sont approximatives. Les régions I et II d'une part, I et III d'autre part, présentent une partie commune. Les régions I, II et III comprennent respectivement de l'ordre de 50 %, 22 % et 14 % du nombre total des événements de la réaction (1). (Ces valeurs sont obtenues en comptant deux fois les points des zones de recouvrement). Les régions I, II et III représentent les résonances ρ^+, N_{33}^{*++} et N_{33}^{*+} superposées au fond. Ainsi la création d'un π dans la réaction (1) a lieu par l'une des quatre voies suivantes :

$$\pi^+ p \longrightarrow p\ \rho^+_{\hookrightarrow \pi^+\pi^0} \qquad (1\ a)$$

$$\pi^+ p \longrightarrow \pi^0\ N^{*++}_{33\hookrightarrow p\pi^+} \qquad (1\ b)$$

$$\pi^+ p \longrightarrow \pi^+\ N^{*+}_{33\hookrightarrow p\pi^0} \qquad (1\ c)$$

$$\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\ \pi^0 \qquad (1\ d)$$

La voie (1 d) représente le fond statistique. Les zones communes aux régions I et II et aux régions I et III contiennent respectivement 10 % et 7 % du nombre total des événements de la réaction (1).

Les événements de la voie (1 d) situés hors des régions I, II et III représentent 30 % du nombre total des événements. En supposant la densité de ces événements uniforme sur le diagramme de Dalitz et en normalisant leur nombre à la surface totale de ce diagramme, on conclut que 56 % des événements de la réaction (1) appartiennent à la voie (1 d).

Sur les figures 5 a, 5 c et 5 d, la courbe d'espace de phase a été normalisée au nombre d'événements de la voie (1 d). On observe la résonance ρ^+ dans le spectre ($\pi^+ \pi^0$) dont le pic est situé vers $M_{\pi^+\pi^0}$ = 750 MeV, la résonance N_{33}^{*++} dans le spectre ($p\pi^+$) dont le pic est situé vers $M_{p\pi^+}$ = 1 230 MeV et la résonance N_{33}^{*+} dans le spectre ($p\pi^0$) dont le pic est situé vers $M_{p\pi^0}$ = 1 230 MeV. Dans ce dernier spectre, il apparaît un grand et large pic vers 1 700 MeV ; c'est un reflet de l'isobare N_{33}^{*++} comme on peut le constater sur le diagramme de Dalitz ou sur le spectre de masse effective ($p\pi^0$) obtenu en excluant les événements tels que 1 160 MeV < $M_{p\pi^+}$ < 1 300 MeV (Figure 5d). Les isobares N_{33}^{*+} (1 515 MeV) et N_{15}^{*+} (1 688 MeV) dont les sections efficaces de production sont assez faibles devant celle de l'isobare N_{33}^{*++} (1 236 MeV) ne sont pas observés, car ils sont noyés dans le reflet de l'isobare N_{33}^{*++}.

Il résulte de ce qui précède que des difficultés apparaissent pour la classification de certains événements dans une voie déterminée. Ces difficultés sont de deux sortes :

1° - A chacune des voies (1 a), (1 b) et (1 c) se superpose la voie (1 d) attribuée au fond statistique,

2° - Il existe une région commune aux voies (1 a) et (1 b) dans laquelle on ne saura pas distinguer les événements ρ^+ des événements N_{33}^{*++} et une région commune aux voies (1 a) et (1 c) dans laquelle on ne saura pas distinguer les événements ρ^+ des événements N_{33}^{*+}.

2) - Réaction $\pi^+ p \longrightarrow n\ \pi^+\ \pi^+$ (2)

Le diagramme de Dalitz (Figure 6) présente des accumulations de points dans les régions suivantes délimitées approximativement :

$$70\ \mu^2 < M^2_{n\pi^+} < 85\ \mu^2 \qquad (IV)$$

$$106\ \mu^2 < M^2_{n\pi^+} < 125\ \mu^2 \qquad (V)$$

$$138\ \mu^2 < M^2_{n\pi^+} < 152\ \mu^2 \qquad (VI)$$

Les accumulations correspondent aux résonances baryoniques N_{33}^{*+}, N_{13}^{*+} et N_{15}^{*+}.

$$\pi^+ p \longrightarrow \pi^+\ N^{*+}_{33\hookrightarrow n\pi^+} \qquad (2\ a)$$

$$\pi^+ p \longrightarrow \pi^+\ N^{*+}_{13\hookrightarrow n\pi^+} \qquad (2\ b)$$

$$\pi^+ p \longrightarrow \pi^+\ N^{*+}_{15\hookrightarrow n\pi^+} \qquad (2\ c)$$

$$\pi^+ p \longrightarrow n\ \pi^+\ \pi^+ \qquad (2\ d)$$

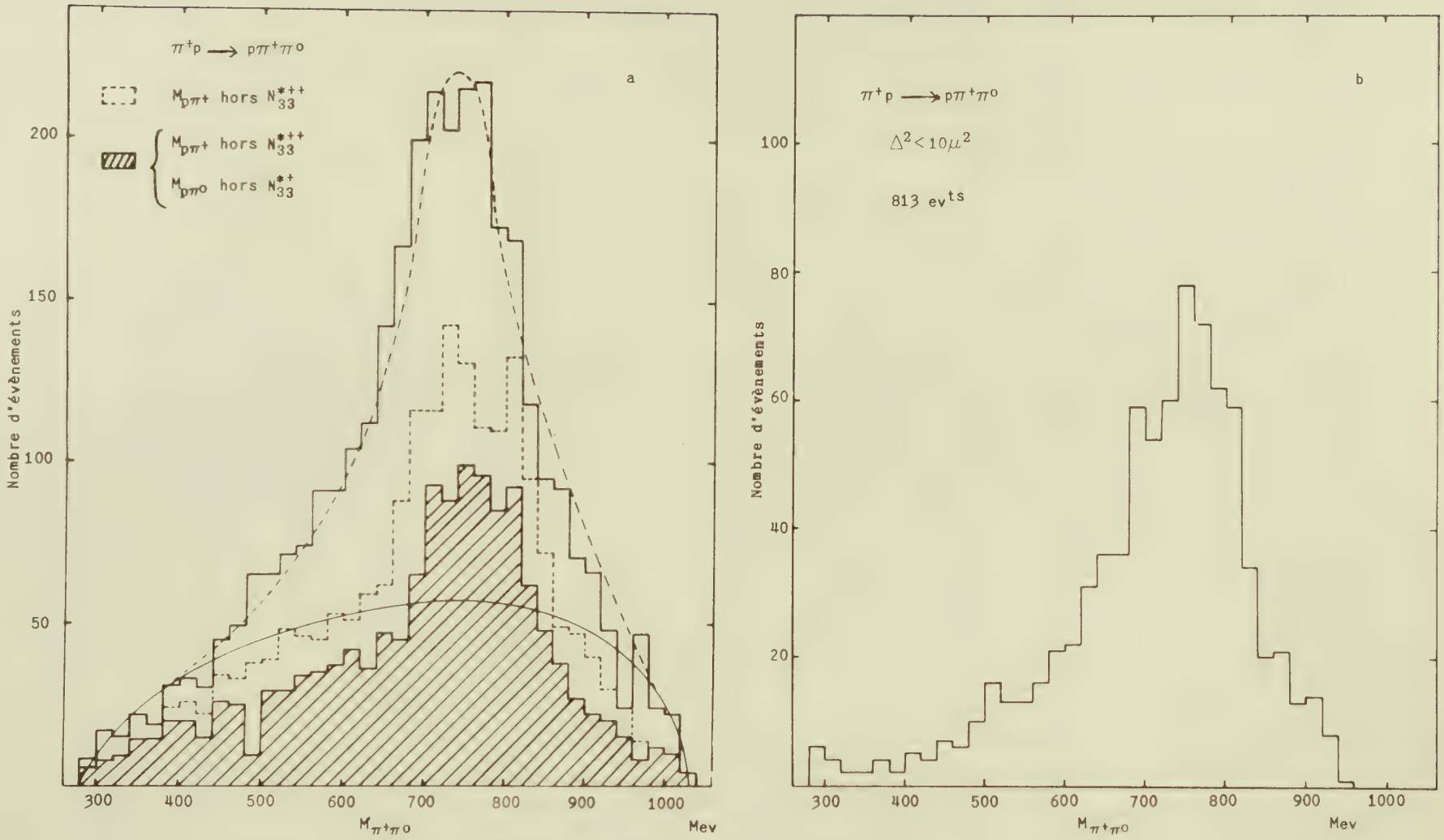
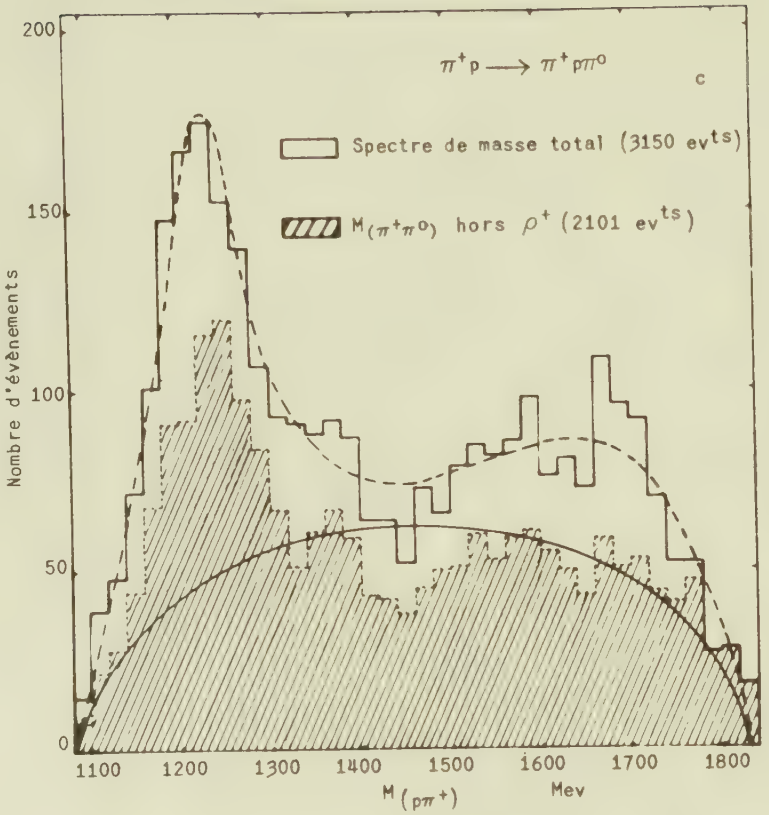
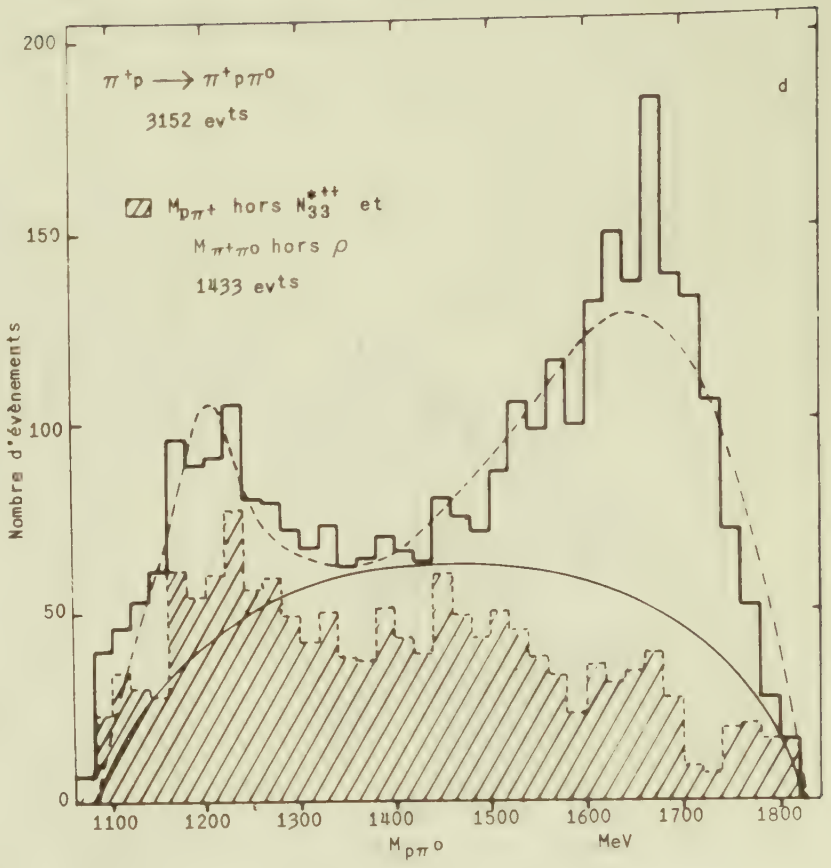


Figure 5 - a) Spectre de masse effective ($\pi^+ \pi^o$)
b) Spectre de masse effective ($\pi^+ \pi^o$) pour $\Delta^2 < 10\,\mu^2$





c) Spectre de masse effective (p π^+)
d) Spectre de masse effective (p π^o)

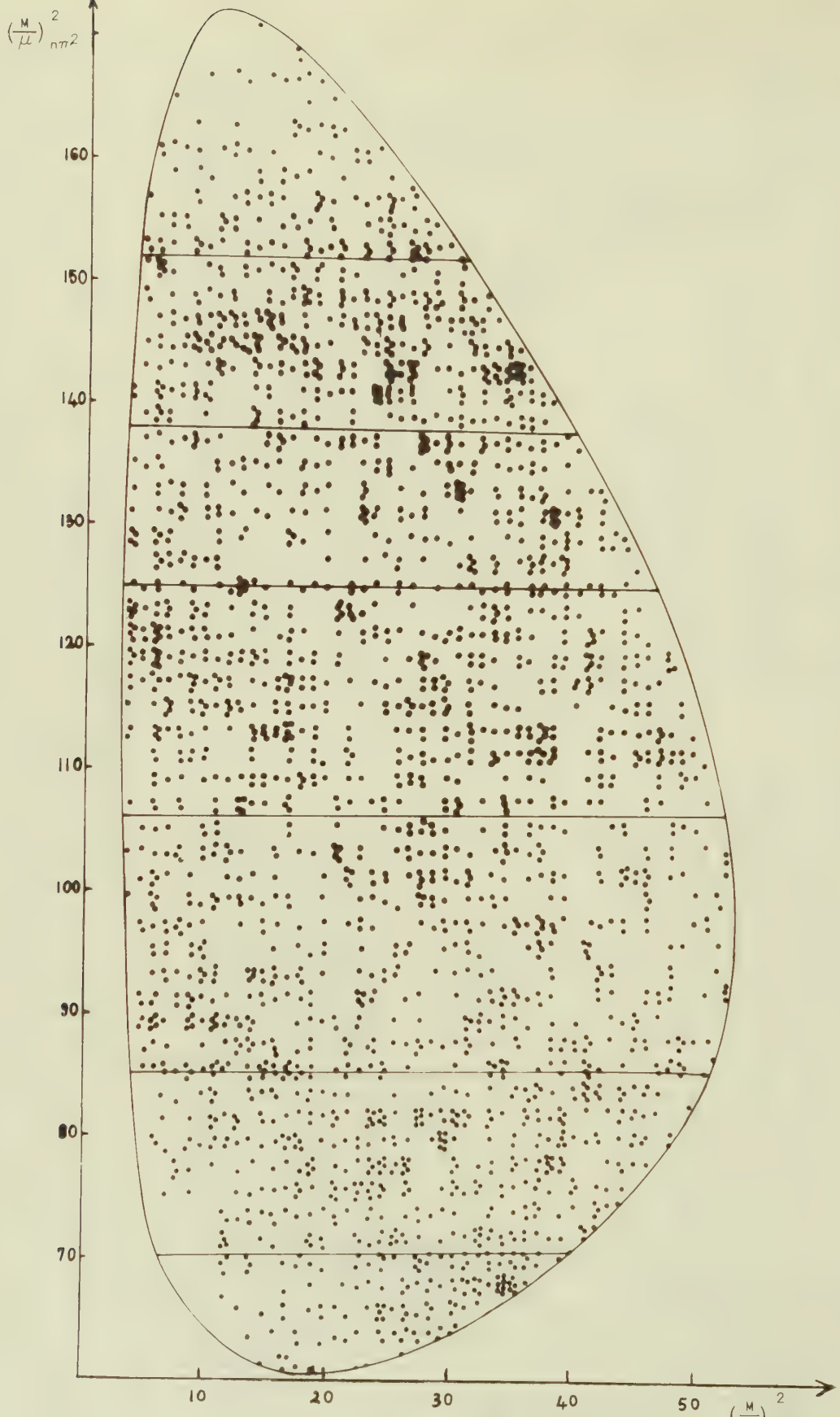


Figure 6 - Diagramme de Dalitz de la réaction :

$\pi^+ p \longrightarrow n\ \pi^+\ \pi^+$

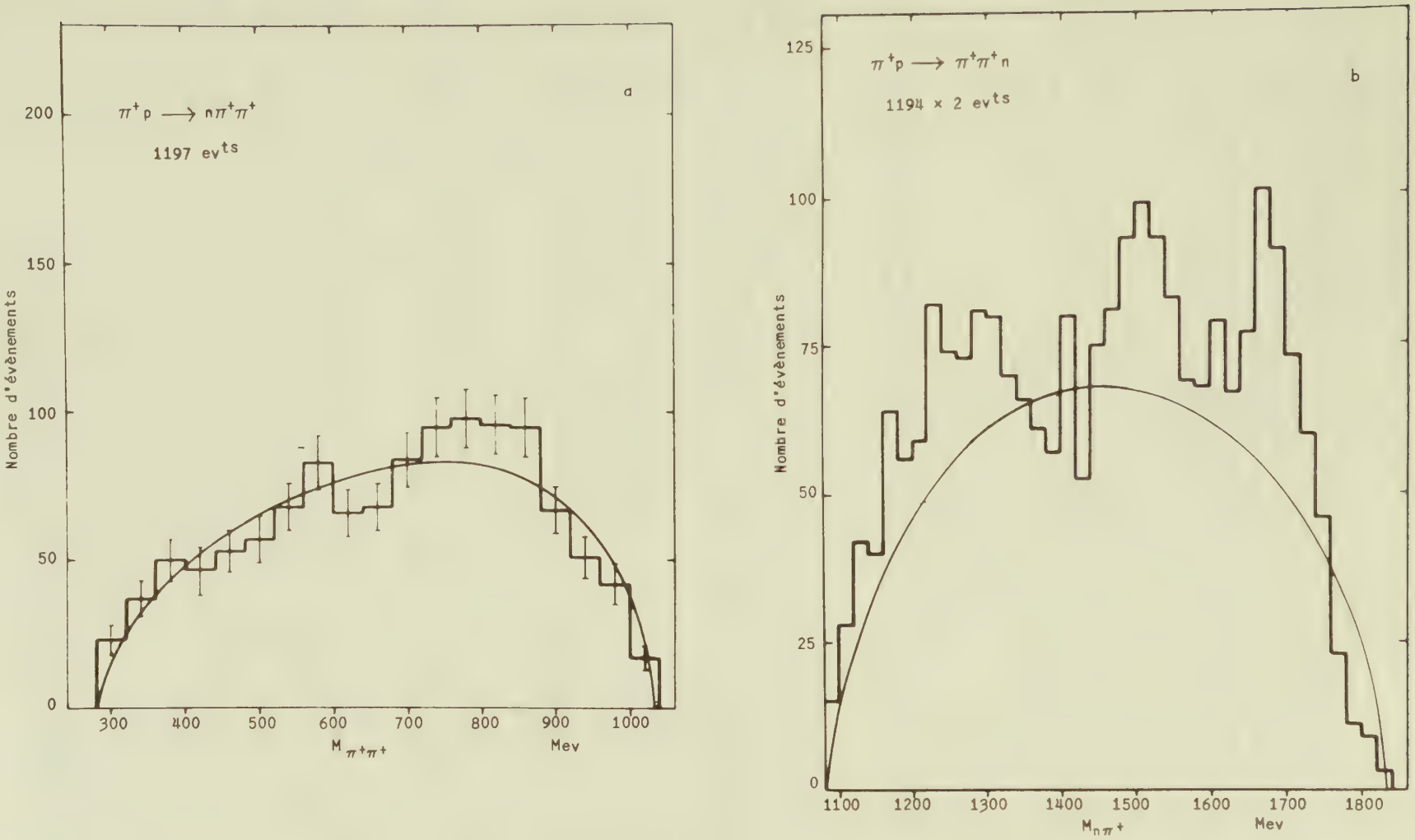


Figure 7 - a) Spectre de masse effective ($\pi^+ \pi^+$)
b) Spectre de masse effective (n π^+)

La voie (2 d) est attribuée au "fond" dont les événements sont distribués suivant le modèle statistique.

Remarquons que les points sont portés deux fois sur le diagramme de Dalitz à cause de l'indiscernabilité des deux mésons π^+. Ceci explique pourquoi les trois résonances sont difficilement observables sur ce diagramme. Elles sont plus évidentes sur le spectre de masse effective (n π^+) (Figure 7b) où la courbe d'espace de phase a été normalisée approximativement à la partie du spectre située hors des trois pics. Les isobares apparaissent respectivement autour de 1 230 MeV, 1 515 MeV et 1 680 MeV. Le spectre de masse effective ($\pi^+\pi^+$) ne présente aucun écart sensible avec la courbe d'espace de phase normalisée à la totalité des événements (Figure 7a) ; la normalisation a été ainsi faite, car les trois résonances baryoniques sont trop proches les unes des autres pour permettre d'évaluer, comme dans la réaction (1), le nombre d'événements de la voie (2 d).

Bien qu'il n'existe pas de résonance pionique dans la réaction (2), la distinction entre les différentes voies est difficile, car les événements sont portés deux fois sur les diagrammes.

Notons que les difficultés rencontrées plus haut pour les réactions (1) et (2) sont propres aux interactions π^+ p. En effet, dans les interactions π^- p, on observe les pics du ρ^- et du ρ^o dans les spectres de masse effective (π^- π^o) et (π^+ π^-) des réactions

$$\pi^- p \longrightarrow p\ \pi^-\ \pi^o \qquad (3)$$

$$\pi^- p \longrightarrow n\ \pi^+\ \pi^- \qquad (4)$$

Il n'y a pas de pic significatif dans les spectres de masse effective p π^-, p π^o, n π^+ et nπ^-[2]. Par conséquent, aux voies $\pi^- p \longrightarrow p\ \rho^-$ et $\pi^- p \longrightarrow n\ \rho^o$ se superpose seulement le fond statistique.

B - SEPARATION DES DIFFERENTES VOIES DE LA REACTION $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\ \pi^o$

L'étude d'une voie de la réaction (1) peut être faite en incluant ou en excluant les événements de la région du diagramme de Dalitz commune avec une autre voie. Dans l'un et l'autre cas, des biais sont introduits dans les distributions. Pour éviter cela, nous avons essayé d'appliquer la méthode proposée par EBERHARD et PRIPSTEIN [12].

Considérons le diagramme de Dalitz de la réaction (1) (Figure 8). Soit λ^* l'angle entre la direction du π^+ de désintégration du ρ^+ dans le système où le ρ^+ est au repos et la direction du ρ^+ dans le système du centre de masse général. Soit η^* l'angle entre la normale au plan de production du ρ^+ dans le système du centre de masse général et la direction de désintégration du ρ^+ dans le système où le ρ^+ est au repos. Si le ρ^+ se désintègre dans un état de parité défini, l'échange des produits de désintégration dans le système où le ρ^+ est au repos, change cos λ^* en - cos λ^* et cos η^* en - cos η^*. Cet échange fait correspondre à la partie commune aux régions I et II, la partie symétrique par rapport à la courbe cos $\lambda^* = 0$.

La méthode consiste à éliminer les événements de la région commune et à les remplacer par ceux de la région symétrique par rapport à la courbe cos $\lambda^* = 0$ et pour lesquels cos λ^* sera changé en -cos λ^*. Ceci suppose que dans la voie (1 a) par exemple, le seul mécanisme possible est la création du ρ^+. Cette méthode n'est valable que si la courbe cos $\lambda^* = 0$ ne coupe pas la région commune.

Avec les π^+ de 1,6 GeV/c, cette condition est remplie pour le ρ^+. Cependant, la correction ainsi apportée sera imparfaite, car la région symétrique correspond à la partie commune aux régions I et III où il y a création de $N_{33}^{++} \longrightarrow p\ \pi^o$; mais cette voie étant moins importante que les voies 1 a et 1 b, la méthode sera néanmoins appliquée à certaines distributions relatives au ρ^+. La méthode ne peut être appliquée à l'isobare N_{33}^{*++}, car la courbe cos $\lambda^* = 0$ relative à sa désintégration coupe la région commune.

En général, nous donnerons les distributions relatives à une voie en incluant, puis en excluant les événements de la région commune et enfin pour le ρ^+, en appliquant la méthode qui vient d'être décrite.

C - RESULTATS RELATIFS AU ρ^+ ET A L'INTERACTION $\pi\ \pi$

1) - Réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\ \pi^o$

a) Section efficace totale de production, masse et largeur du ρ^+

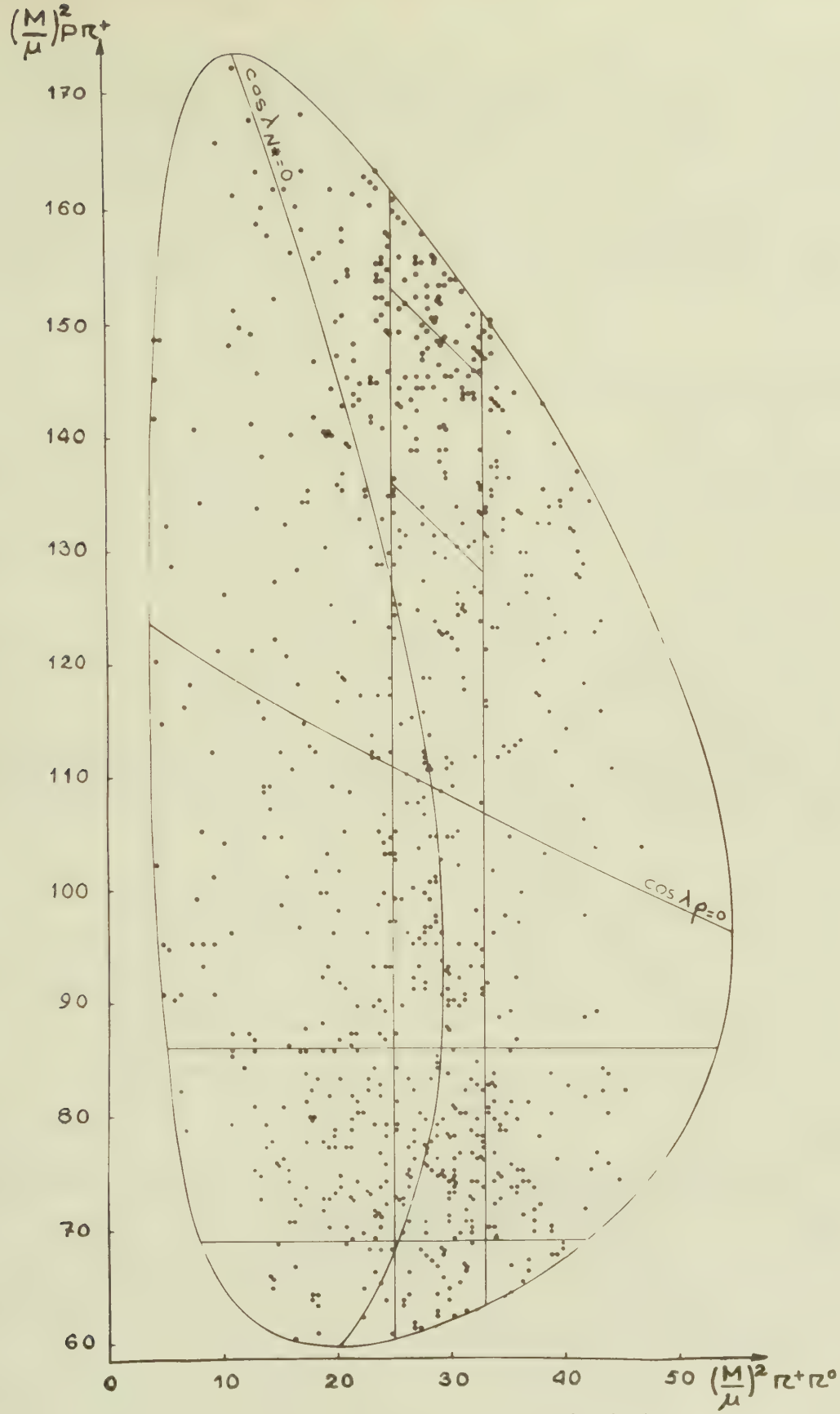


Figure 8 - Diagramme de Dalitz de la réaction :

$\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^0$ pour $\Delta^2 < 10\mu^2$

La section efficace totale de production du ρ^+ a été estimée en évaluant le nombre des événements de la figure 5 a situés au-dessus d'une courbe qui représente le fond et qui est la somme des trois courbes suivantes :

1° - la courbe d'espace de phase du modèle statistique covariant tracée sur la figure 5 a et normalisée à 56 % du nombre total des événements de la réaction (1). Ce pourcentage a été déterminé au § A . 1).

2° - la courbe représentant le reflet de l'isobare $N_{33}^{*++} \longrightarrow p\ \pi^+$ (1 236 MeV) dans le spectre de masse effective ($\pi^+ \pi^o$). Cette courbe a été calculée en supposant que les 13 % des événements de la réaction (1) attribués à l'isobare N_{33}^{*++} étaient distribués suivant une courbe de la forme

$$y\ (M_{p\pi^+}) = \frac{a\ (\Gamma/2)^2}{(M_{p\pi^+} - M_{N^*})^2 + (\Gamma/2)^2}$$

a étant le coefficient de normalisation,

M_{N^*} = 1 236 MeV,

Γ = 100 MeV.

3° - la courbe représentant le reflet de l'isobare $N_{33}^{*+} \longrightarrow p\ \pi^o$ (1 236 MeV) calculée comme la précédente et normalisée à 7 % du nombre des événements de la réaction (1).

La masse M_{ρ^+} et la largeur Γ_{ρ^+} du ρ^+ ont été déterminées en ajustant au mieux une courbe de la forme

$$y\ (M_{\pi^+\pi^o}) = \frac{b\ (\Gamma/2)^2}{(M_{\pi^+\pi^o} - M_\rho)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

sur la partie du spectre de masse effective ($\pi^+ \pi^o$) située au dessus de la courbe calculée ci-dessus.

b est le coefficient de normalisation.

Les valeurs de σ_{ρ^+}, M_{ρ^+} et Γ_{π^+} sont données dans le tableau II où se trouvent également la section efficace de création, la masse et la largeur du ρ^- et du ρ^o obtenues dans une expérience antérieure [2]. En outre, nous donnons les valeurs de M_ρ et Γ_ρ pour $\Delta^2 < 8\ \mu^2$, Δ^2 étant le carré du quadrivecteur énergie-impulsion transféré au nucléon. Les erreurs sur σ_ρ sont statistiques. Les erreurs sur M_ρ et Γ_ρ sont dues aux mesures.

	Tous les Δ^2			$\Delta^2 < 8\ \mu^2$	
	σ_ρ mb	M_ρ MeV	Γ_ρ MeV	M_ρ MeV	Γ_ρ MeV
ρ^+	2,2 ± 0,1	740 ± 15	160 ± 15	750 ± 15	130 ± 15
ρ^-	1,4 ± 0,1	750 ± 20	100 ± 20	750 ± 20	100 ± 20
ρ^o	1,6 ± 0,1	750 ± 20	100 ± 20	750 ± 20	100 ± 20

Tableau II - Section efficace totale de création, masse et largeur du ρ à 1,6 GeV/c.

Les valeurs de M_ρ sont en accord pour les trois états de charge du ρ, surtout aux faibles valeurs de Δ^2 où le ρ est plus apparent (figure 5 b). La valeur de M_ρ est un peu plus faible que celle qui est admise actuellement [13] : 765 ± 3 MeV.

La largeur du ρ^+ est plus grande que celle du ρ^- et du ρ^o ; elle n'est compatible avec la valeur admise (124 ± 4 MeV) [13] que pour les événements tels que $\Delta^2 < 8\ \mu^2$.

La présence de l'isobare N_{33}^{*++} de 1 236 MeV se désintégrant en $p\pi^+$ et $p\pi^o$, peut expliquer les écarts observés concernant la masse et la largeur du ρ^+. En effet, le pic du ρ se trouve à 760 MeV et sa largeur est de 130 MeV lorsque les événements de masses effectives ($p\ \pi^+$) et ($p\ \pi^o$) situées dans l'intervalle 1 160 - 1 300 MeV sont exclus (Figure 5 a).

La variation de la masse et de la largeur du ρ avec Δ^2, signalée dans certaines expériences [14, 15], n'est pas observée avec les $\pi^\pm$ de 1,6 GeV/c ; elle ne l'est pas non plus avec les π^+ de 2,75 GeV/c [16].

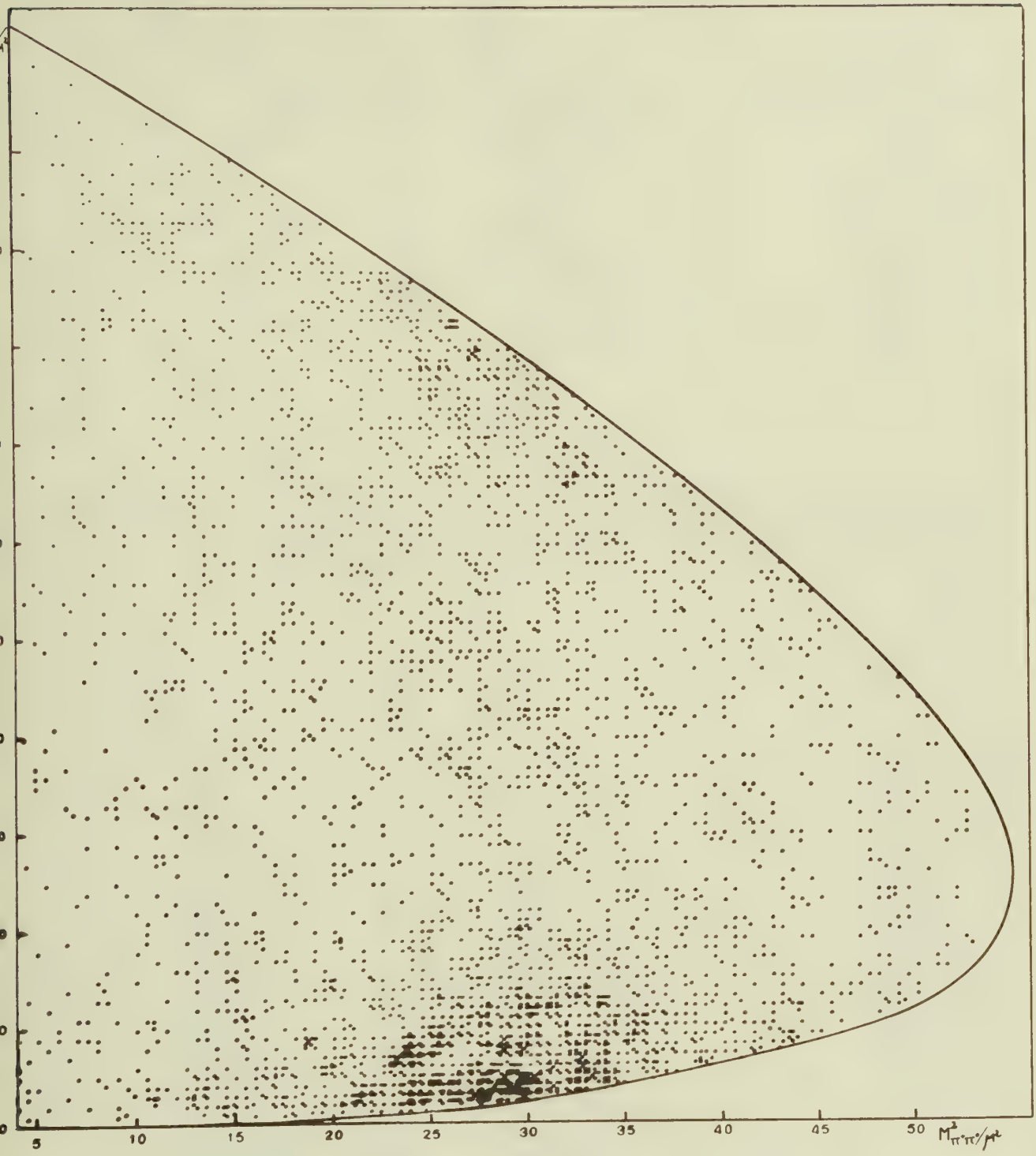


Figure 9 - Diagramme de Chew et Low de la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+ \pi^0$

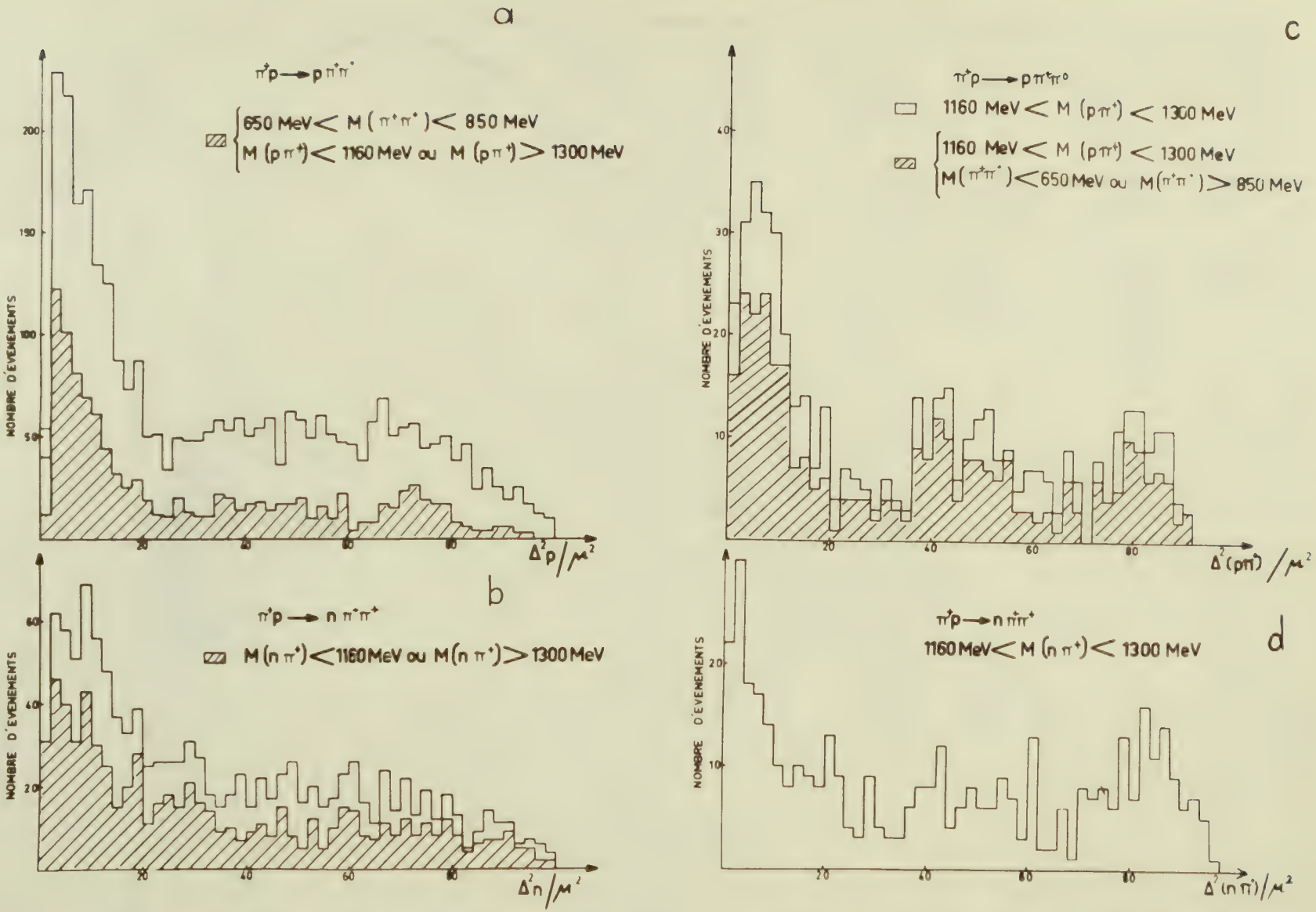


Figure 10 - a) Distribution du carré du quadrivecteur transféré au proton dans la réaction $\pi^+p \longrightarrow p\,\pi^+\,\pi^o$

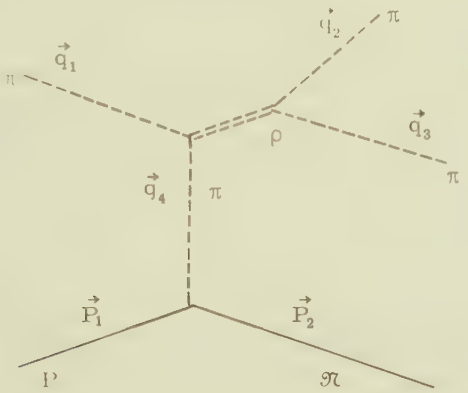
b) Distribution du carré quadrivecteur transféré au neutron dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow n\ \pi^+\ \pi^+$

c) Distribution du carré du quadrivecteur transféré à l'isobare ($p\,\pi^+$) dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\ \pi^o$

d) Distribution du carré du quadrivecteur transféré à l'isobare ($n\,\pi^+$) dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow n\ \ \pi^+\ \pi^+$

b) Critères de validité du modèle périphérique

Les réactions où le ρ est créé sont caractérisées par une émission préférentielle du nucléon vers l'arrière ou, ce qui est équivalent, par une grande accumulation d'événements aux faibles valeurs de Δ^2 ; c'est ce qu'on constate sur le diagramme de CHEW (Figure 9) où $M^2_{\pi^+\pi^o}/\mu^2$ est porté en abscisses et μ^2 en ordonnées. La figure 10 a montre que l'accumulation aux faibles valeurs de Δ^2 est particulièrement grande pour les événements de la réaction (1) de masse effective ($\pi^+\pi^o$) située dans l'intervalle 650-850 MeV et de masse effective (p π^+) située hors de l'intervalle 1 160-1 300 MeV. Ceci est caractéristique du modèle périphérique proposé par CHEW et LOW [3] et représenté par le schéma suivant :



La conservation du spin et de la parité autorise l'échange d'une particule de spin J et de parité intrinsèque P arbitraires, sauf J = 0, P = + 1. La conservation de l'isospin I n'autorise que l'échange d'une particule I = 1 ou I = 2 et la conservation de la parité G autorise seulement l'échange d'une particule G = -1. Les particules échangées peuvent donc être : π, ω^o, A_2.

Dans l'hypothèse d'une contribution appréciable d'un processus avec échange de ω^o ou de A_2, c'est-à-dire de particules de masse élevée, la courbe théorique $\frac{d\sigma}{d\Delta^2}$ s'écarte davantage des distributions expérimentales que dans l'hypothèse du modèle d'échange de π seul. Nous supposerons donc que l'échange de ω^o ou de A_2 est négligeable et que le processus de création du ρ est essentiellement un processus avec échange de méson π.

Lorsque la particule échangée est sans spin, la distribution de l'angle de Treiman Yang, α_{TY}, [17] est nécessairement isotrope. En prenant le système du centre de masse du ρ comme système de référence, α_{TY} est l'angle entre le plan défini par les directions du proton initial et du proton final et le plan de désintégration du ρ. La figure 11 montre la distribution de cet angle pour trois intervalles de masse effective ($\pi^+ \pi^o$) et pour des valeurs de $\Delta^2 < 10\ \mu^2$. Dans l'intervalle correspondant au ρ^+, la ligne en pointillé représente la distribution corrigée des effets de l'isobare N^{*++}_{33} par la méthode exposée au § B. Dans cet intervalle la distribution est à peu près isotrope ; les faibles écarts avec l'isotropie seront expliqués plus loin par les effets d'absorption.

Un autre critère de validité du modèle périphérique est celui de la variation du rapport $R = \sigma^+/\sigma^-$ en fonction de Δ^2/μ^2. σ^+ est la section efficace de la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+ \pi^o$ et σ^- celle de la réaction $\pi^- p \longrightarrow p\ \pi^- \pi^o$. Le rapport R doit tendre vers 1 lorsque $\Delta^2 \longrightarrow -\mu^2$, le processus périphérique n'entraînant évidemment pas de modification par changement de signe de la charge des π. Le critère est bien vérifié avec les π incidents de 1,6 GeV/c comme le montre la figure 12. Dans l'intervalle de masse effective ($\pi^+ \pi^o$) compris entre 650 MeV et 850 MeV, l'élimination des reflets de l'isobare N^{*++}_{33} a été faite par la méthode du § B.

L'ensemble des critères classiques étant assez bien vérifié, nous admettrons en première approximation que le ρ est créé périphériquement.

c) Etude de la diffusion élastique π π

Le modèle périphérique avec échange d'un π permet d'étudier la diffusion élastique π π, le ρ étant considéré comme une résonance J = 1, I = 1, dans cette diffusion. La formule de CHEW et LOW [3] donne la section efficace de diffusion élastique de deux mésons π réels lorsque $\Delta^2 \longrightarrow -\mu^2$

(1) $$\sigma_{\pi\pi}(\omega^2) = \lim_{\Delta \to -\mu^2} \frac{2\pi}{f^2} \frac{(\Delta^2 + \mu^2)}{\Delta^2/\mu^2} \frac{P_1^2}{\omega} \frac{1}{\sqrt{\omega^2/4 - \mu^2}} \frac{d^2\sigma}{d\omega^2\, d\Delta^2}$$

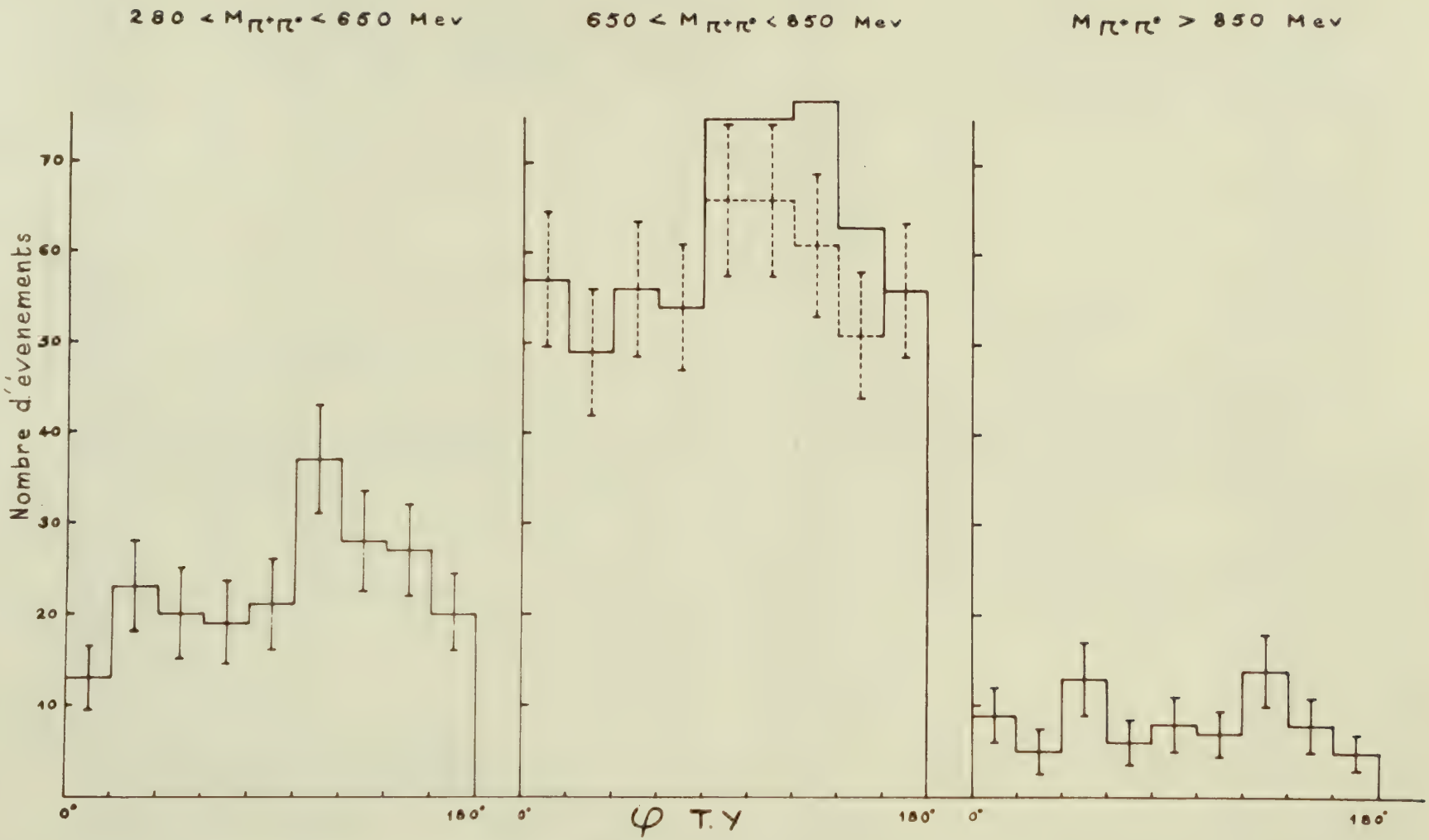


Figure 11- Distribution de l'angle de Treiman-Yang dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^0$ pour $\Delta^2 < 10\ \mu^2$. Le trait pointillé est relatif à la distribution obtenue après correction d'Eberhard-Pripstein.

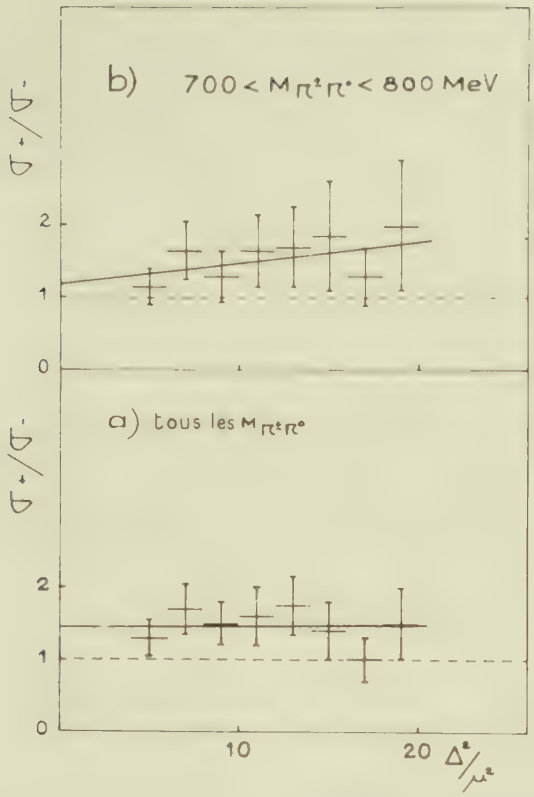


Figure 12 - Variation du rapport $\frac{\sigma^+}{\sigma^-} = \frac{(\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\ \pi^0)}{(\pi^- p \longrightarrow p\ \pi^-\ \pi^0)}$ en fonction de Δ^2/μ^2.

où

$$f^2 = \frac{G^2}{4\pi}\left(\frac{\mu}{2M}\right)^2$$

$\frac{G^2}{4\pi}$ = constante de couplage $\mathcal{N}\pi\mathcal{N}$

M = masse du nucléon

Δ^2 = carré du quadri-vecteur énergie impulsion transféré au nucléon

ω = énergie totale disponible dans le système du centre de masse des mésons π

P_i = impulsion du méson π incident dans le système du laboratoire.

A l'aide de la formule (1), on ne peut déterminer $\sigma_{\pi\pi}$ que dans la région du pôle obtenu pour $\Delta^2 = -\mu^2$, c'est-à-dire dans la région non physique. Par conséquent, $\sigma_{\pi\pi}(\omega^2)$ devrait être obtenu par extrapolation à la valeur $\Delta^2 = -\mu^2$. En supposant que le pôle $\Delta^2 = -\mu^2$ est dominant dans la région physique, la fonction :

$$G(\omega^2, \Delta^2) = \frac{2\pi P_i^2}{f^2} \frac{(\Delta^2+\mu^2)^2}{\omega\sqrt{\omega^2/4 - \mu^2}} \frac{\partial^2\sigma}{\partial\Delta^2\,\partial\omega^2}$$

peut se mettre sous la forme

$$G(\omega^2, \Delta^2) = \sigma_{\pi\pi}(\omega^2)\frac{\Delta^2}{\mu^2}$$

Dans un intervalle de ω^2, $\sigma_{\pi\pi}(\omega^2)$ sera la pente de la droite passant au mieux par les points expérimentaux. Les statistiques actuelles sont insuffisantes pour permettre une telle extrapolation. On utilise donc une autre méthode qui consiste à étendre la validité de la formule de CHEW et LOW à la région physique ; c'est-à-dire qu'on prend pour $\sigma_{\pi\pi}(\omega^2)$, la valeur moyenne de $\sigma_{\pi\pi}(\omega^2, \Delta^2)$ en se limitant aux faibles valeurs de Δ^2

(2)
$$\sigma_{\pi\pi}(\omega^2) = \frac{2\pi P_i^2}{f^2} \frac{\mu^2}{\omega\sqrt{\omega^2/4 - \mu^2}} < \frac{(\Delta^2+\mu^2)}{\Delta^2} \frac{\partial^2\sigma}{\partial\,\omega^2\,\partial\,\Delta^2} >$$

Cette méthode n'est applicable que si, dans chaque intervalle de ω^2, la valeur moyenne de $\sigma_{\pi\pi}(\omega^2, \Delta^2)$ est indépendante de Δ^2. Dans la région de ω^2 correspondant à la masse du ρ, cette condition est approximativement remplie, comme le montre la figure 13. La courbe de section efficace $\sigma_{\pi\pi}(\omega^2)$ est donc calculée à l'aide de la formule (2). Elle est tout à fait en accord avec celles obtenues pour des $\pi^\pm$ incidents de différentes impulsions (Figure 14). Le maximum de $\sigma_{\pi\pi}(\omega^2)$ observé pour $\omega^2 = 29\mu^2$

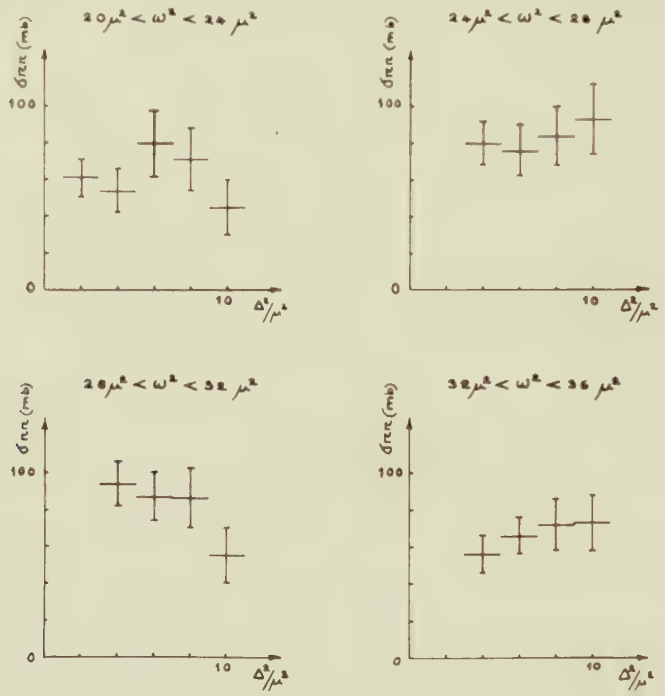


Figure 13 - Section efficace de diffusion élastique $\pi^+ \pi^0$ en fonction de Δ^2/μ^2 pour différents intervalles du carré de la masse du dipion.

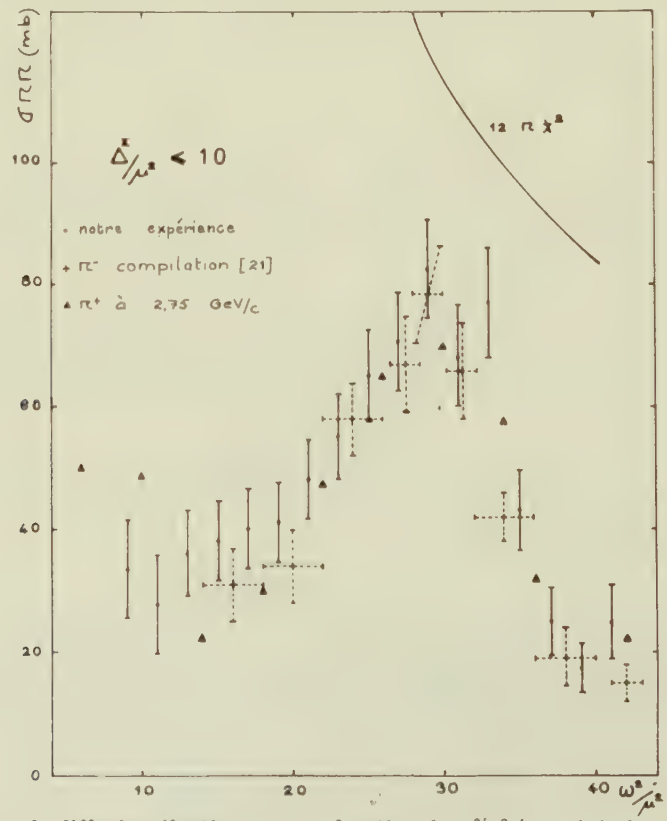


Figure 14 - Section efficace de diffusion élastique $\pi\,\pi$ en fonction de ω^2/μ^2 (carré de la masse du dipion rapportée à la masse du π chargé) dans les réactions $\pi^\pm p \longrightarrow p\,\pi^\pm\,\pi^0$.

correspondant à la masse du ρ, a pour valeur 82 mb ; cette valeur devrait être égale à 12 $\pi \lambda^2$, soit 120 mb, en supposant que le ρ est une résonance dans l'état pur J = 1.

SELLERI a interprété les résultats en introduisant un facteur de forme $F(\Delta^2)$ qui tient compte de l'émission, de la propagation et de l'absorption du méson π échangé.

Dans la formule (1) $\frac{d^2\sigma}{d\Delta^2\, d\omega^2}$ est alors remplacé par

$$\left[\frac{p}{q}\, F(\Delta^2)\right]^2 \frac{d^2\sigma}{d\Delta^2\, d\omega^2}$$

p = impulsion du π incident dans le système où le dipion est au repos,

q = impulsion du π diffusé dans le même système.

De cette façon on obtient une valeur du maximum de la courbe $\sigma_{\pi\pi}(\omega^2)$ voisine de la valeur attendue (120 mb). Cependant, il faut remarquer qu'en utilisant le facteur de forme $F(\Delta^2)$ dans le calcul de $\sigma_{\pi\pi}(\omega^2, \Delta^2)$ pour différents intervalles de ω^2, $\sigma_{\pi\pi}(\omega^2, \Delta^2)$ n'est plus indépendant de Δ^2 ; par conséquent on ne peut plus prendre pour $\sigma(\omega^2)$ la valeur moyenne de $\sigma(\omega^2, \Delta^2)$. C'est pourquoi nous considérons que l'emploi du facteur de forme n'est pas justifié pour calculer la courbe $\sigma_{\pi\pi}(\omega^2)$; nous utiliserons simplement la formule de CHEW et LOW.

Le désaccord observé entre la valeur théorique et la valeur expérimentale du maximum de la courbe $\sigma_{\pi\pi}(\omega^2)$ ne peut être expliqué clairement. Cependant, il serait intéressant de voir si ce désaccord subsiste lorsqu'on procède par extrapolation, ce qui nécessite des expériences de haute statistique.

Les nombres quantiques du ρ, J = 1 et I = 1 ont été prévus théoriquement par FRAZER et FULCO [19], puis confirmés expérimentalement [2, 20]. L'étude de la distribution angulaire de diffusion élastique ππ va nous permettre de dire si nos résultats sont bien en accord avec ces valeurs de I et J.

Soit θ, l'angle entre le π diffusé et le π incident dans le système du centre de masse du dipion. La distribution en cos θ est représentée sur la figure 15 a, pour trois intervalles de masse effective ($\pi^+ \pi^o$) et pour $\Delta^2 < 10\ \mu^2$. Dans l'intervalle central correspondant au ρ, la distribution est de la forme $a + b \cos^2\theta$, avec a/b = 0,65. Ceci montre qu'un fond important est superposé à l'onde P : en effet l'état J = 1 pur donnerait une distribution angulaire telle que a/b = 0.

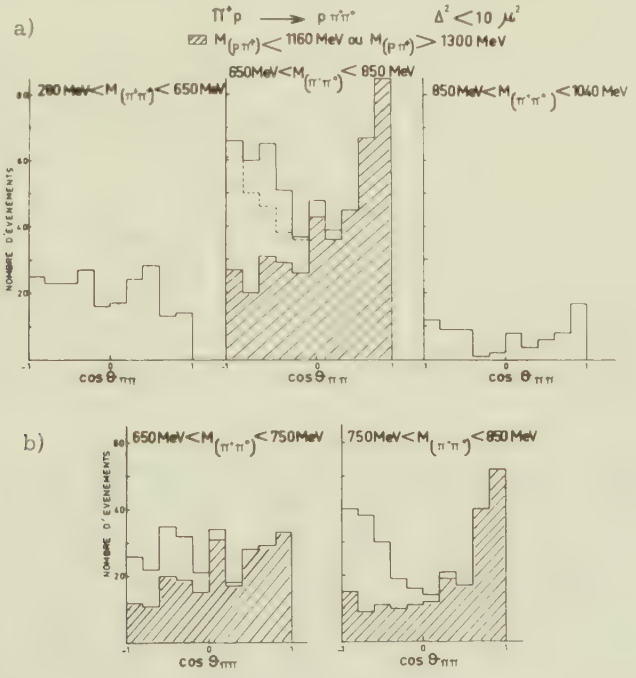


Figure 15 - Distribution de l'angle de diffusion $\pi^+ \pi^o$ pour $\Delta^2 < 10\ \mu^2$. La ligne pointillée représente la distribution obtenue après correction d'Eberhard-Pripstein.

La diffusion $\pi\,\pi$ fait intervenir les ondes J = 1, I = 1 et J = 0, I = 2 ; ceci en supposant que l'onde J = 2 et les ondes partielles d'ordre supérieur sont négligeables. Le fond pourrait donc être dû à la présence de l'onde J = 0, I = 2. Mais l'analyse en déphasage du ρ^- [21] où les mêmes ondes interviennent, a montré que le fond ne pouvait être attribué entièrement à l'onde J = 0, I = 2. En effet, si on représente les distributions angulaires par des polynômes du second degré en cos θ, on peut écrire [21]

$$\frac{d\sigma\ (\omega,\ \cos\theta)}{d\ (\cos\theta)} = \frac{2\pi}{q^2}\ (a_o + a_1\cos\theta + a_2\cos^2\theta)$$

où q est l'impulsion dans le système du centre de masse des π et où a_o, a_1 et a_2 sont les coefficients de diffusion. Avec les résultats relatifs au ρ^-, BATON et REIGNIER doivent écrire les coefficients de diffusion sous la forme :

$$a_o = F^- + f^2(\delta_o^2)\ \sin^2\ \delta_o^2$$

$$a_1 = 6\ f(\delta_1^1)\ f(\delta_o^2)\ \sin\ \delta_o^2\ \sin\ \delta_1^1\ \cos\ (\delta_o^2 - \delta_1^1)$$

$$a_2 = 9\ f^2\ (\delta_1^1)\ \sin\ \delta_1^1$$

$f\ (\delta_1^1)$, $f(\delta_o^2)$ et F^- sont des paramètres arbitraires ; en particulier le paramètre F^-, attribué aux processus non périphériques, est nécessaire pour justifier la trop grande valeur de a_o obtenue à partir des résultats expérimentaux.

Le fond de la distribution angulaire du ρ^+ à 1, 6 GeV/c est encore plus grand que dans le cas du ρ^- où a/b = 0, 30. Il n'est donc pas dû essentiellement à l'onde J = 0, I = 2.

Ce fond pourrait être attribué à la contribution importante de l'isobare N_{33}^{*++} (1 236 MeV) dans les réactions $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\ \pi^o$. La figure 15 montre que dans la diffusion $\pi^+\ \pi^o$ cet isobare perturbe beaucoup la région $-0,3 > \cos\theta_{\pi\pi} > -1$ de la distribution angulaire, tandis qu'il perturbe peu la région $-0,3 < \cos\theta_{\pi\pi} < 0,3$. La présence de l'isobare ne peut donc expliquer entièrement le fond élevé de la distribution angulaire de diffusion $\pi^+\ \pi^o$.

L'analyse plus détaillée du fond de la distribution angulaire du ρ^+ présente les caractéristiques suivantes :

1° - Sur la figure 15 b, la région 650 MeV < $M_{\pi^+\pi^o}$ < 750 MeV présente une distribution en cos θ compatible avec l'isotropie, tandis que la région 750 MeV < $M_{\pi^+\pi^o}$ < 850 MeV présente une distribution en cos θ de la forme $a + b\cos^2\theta$ avec a/b ~ 0, 35. Le fond de cette dernière distribution est tout à fait comparable à celui du ρ^- pour lequel a/b ~ 0, 30 (Cette valeur a été obtenue à partir de la compilation de la référence 21).

2° - Sur la figure 16, se trouvent les diagrammes à deux dimensions (Δ^2, cos θ) pour 650 MeV < $M_{\pi^+\pi^o}$ < 750 MeV et pour 750 MeV < $M_{\pi^+\pi^o}$ < 850 MeV. Le premier diagramme montre que a/b est à peu près constant quel que soit Δ^2/μ^2 tandis que le second diagramme montre que a/b décroît lorsque Δ^2/μ^2 croît. Il y a donc un comportement différent pour les deux moitiés du ρ^+.

3° - Sur la figure 17, le spectre de masse effective ($\pi^+\ \pi^o$) pour $\Delta^2 < 10\ \mu^2$ et pour $0,3 < |\cos\theta| < 1$ montre un pic centré sur 760 MeV, masse du ρ. Pour $\Delta^2 < 10\,\mu^2$ et pour $|\cos\theta| < 0,3$, on observe un pic centré sur 700 MeV, c'est-à-dire décentré par rapport au pic du ρ. Le pic de 700 MeV n'est pas un reflet de l'isobare $N_{33}^{*++} \longrightarrow p\,\pi^+$ puisque la plus grande partie des événements de masse effective ($p\ \pi^+$) située entre 1 160 et 1 300 MeV se trouve dans la région $-1 < \cos\theta < -0,3$. Ce n'est pas un reflet de l'isobare $N_{33}^{*+} \longrightarrow p\ \pi^o$ puisque le même pic est observé en excluant les événements de masses effectives ($p\ \pi^+$) et ($p\ \pi^o$) situées dans l'intervalle 1 160 - 1 300 MeV. De plus, le pic de 700 MeV ne se manifeste qu'aux faibles valeurs de Δ^2 ; il disparaît lorsque Δ^2 augmente (Figure 17).

Les effets analogues à ceux qui viennent d'être décrits existent dans les interactions π^+ p à 2, 08 GeV/c [15] et à 2, 75 GeV/c [16] ; ils n'ont pas encore été observés dans la diffusion $\pi^-\ \pi^o$; mais ils l'ont été dans la diffusion $\pi^+\ \pi^-$ à 2, 75 GeV/c et 3 GeV/c [34] où ils sont interprétés comme une résonance dans l'état J = 0, I = 0.

Il résulte de l'analyse précédente que les particularités du ρ^+ ne sont pas dues à l'indiscernabilité des événements N_{33}^* et des événements ρ^+ dans les régions du diagramme de Dalitz communes aux voies 1 a et 1 b et aux voies 1 a et 1 c. Il est très improbable que le pic de 700 MeV soit une résonance : sa distribution isotrope en cos θ exclut l'état J = 1, I = 1 ; l'absence de pic dans les distributions de masse effective $\pi^\pm\ \pi^\pm$ [22, 23] exclut l'état J = 0, I = 2. Les particularités observées sont certainement dues, soit à des effets d'interférence entre les amplitudes d'interactions

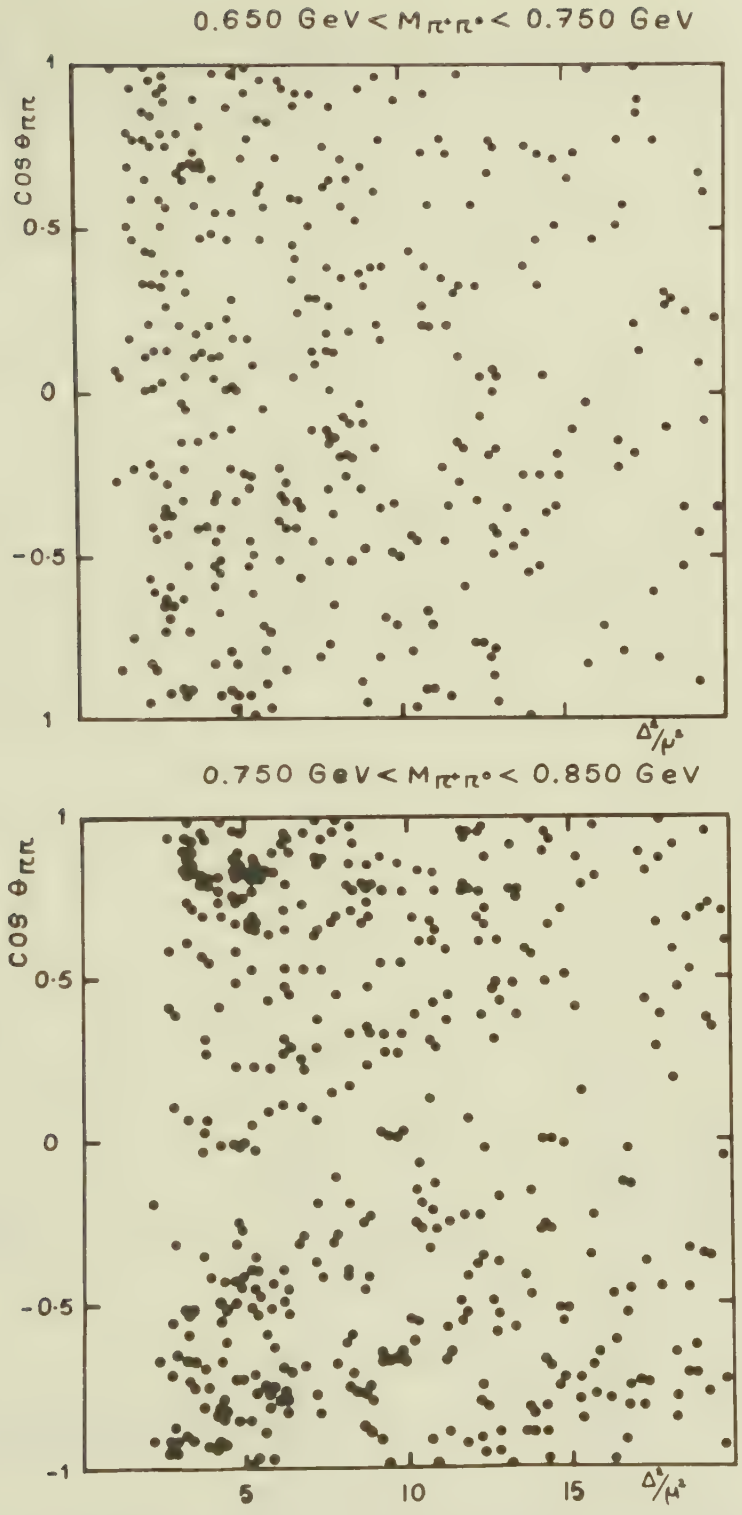


Figure 16 - Diagrammes à double entrée donnant cos $\theta_{\pi\pi}$ (angle de diffusion $\pi^+ \pi^0$) en fonction de Δ^2/μ^2 dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^0$.

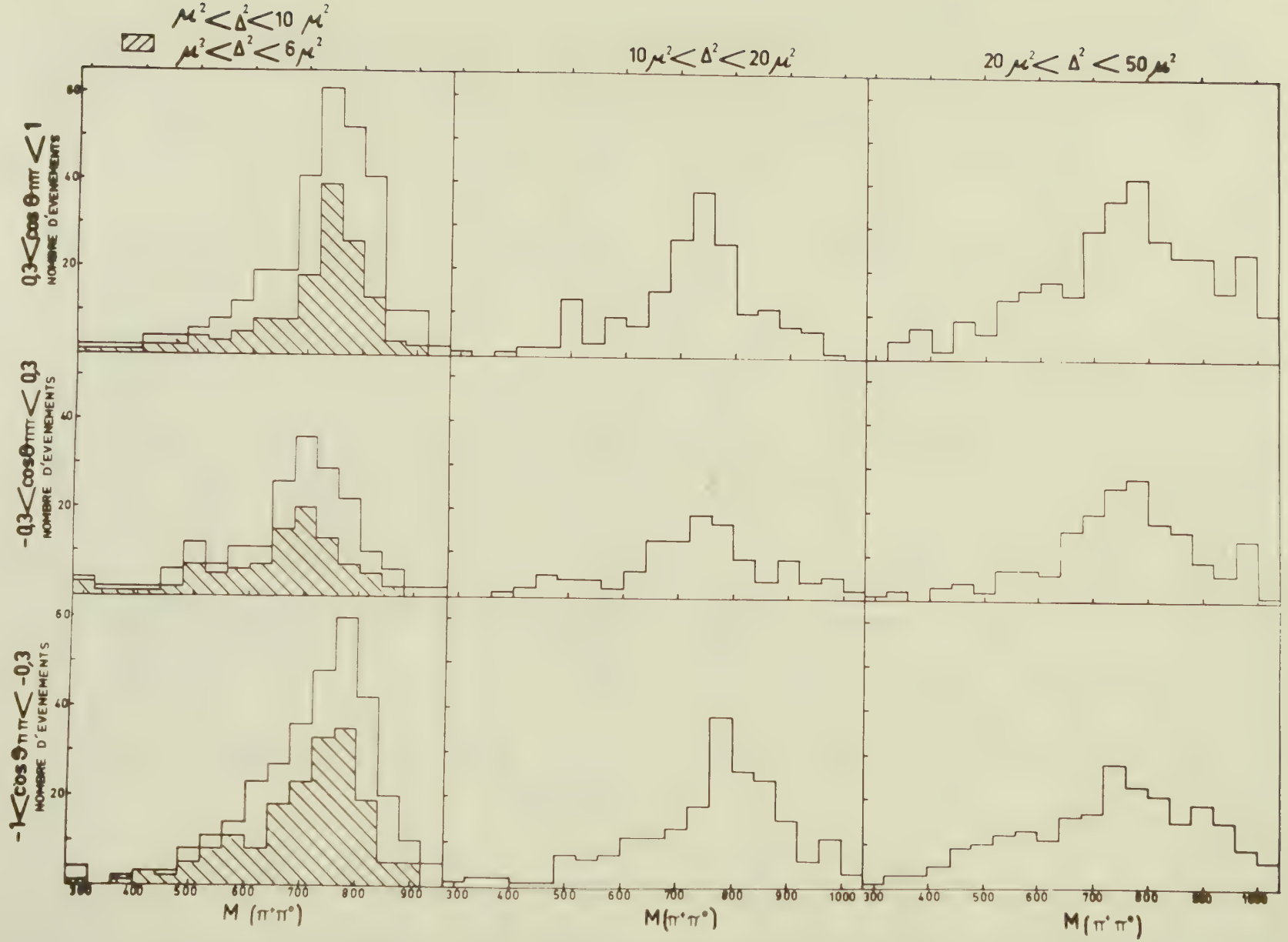


Figure 17 - Distribution de la masse effective ($\pi^+ \pi^0$) pour différents intervalles de l'angle de diffusion $\pi^+ \pi^0$ et pour différents intervalles de Δ^2.

relatives au ρ^+ et à l'isobare N_{33}^*, soit à des processus non périphériques, soit à des interactions secondaires entre les particules après création du ρ^+ et de l'isobare N_{33}^{*++}.

d) Etude de la création et de la désintégration du ρ^+ compte tenu des effets d'absorption

Considérons la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p \rho^+$, le ρ^+ se désintégrant ensuite en deux particules de spin nul. Si la réaction est décrite par le modèle périphérique avec échange d'un méson π, la section efficace différentielle de création du π est [25] :

$$(3) \qquad \frac{d\sigma}{d\Delta^2} = \frac{\pi}{4\, m_\rho^2\, M^2\, P_1^2} \frac{g^2}{4\pi} \frac{G^2}{4\pi} \frac{\Delta^2 [(m_\rho - \mu)^2 + \Delta^2]\ [(m_\rho + \mu)^2 + \Delta^2]}{(\Delta^2 + \mu^2)^2}$$

$\frac{g^2}{4\pi}$ = constante de couplage $\pi \rho \pi$

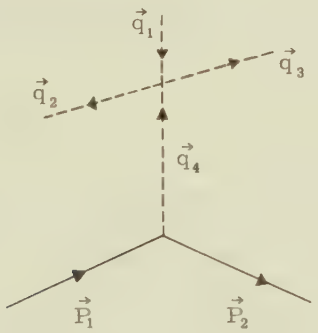
$\frac{G^2}{4\pi}$ = constante de couplage $\mathfrak{N}\pi\mathfrak{N}$

m_ρ = masse du ρ

La courbe théorique de $\frac{d\sigma}{d\Delta^2}$ présente un grand désaccord avec nos résultats expérimentaux comme ceux de la plupart des expériences relatives au $\rho^\pm$ et au ρ^0 [2, 16, 18] ; en particulier, la distribution en Δ^2/μ^2 décroît beaucoup plus rapidement que ne le prévoit la théorie.

L'hypothèse du modèle d'échange d'un π conduit à des prévisions pour les distributions angulaires de désintégration du ρ [27]. Choisissons le système de référence de telle façon que Oz soit dirigé suivant le π incident dans le système du centre de masse du ρ et Oy suivant la normale au plan de production définie dans le même système par

$$n = \frac{\vec{P}_1 \times \vec{P}_2}{|\vec{P}_1 \times \vec{P}_2|}$$



Soient θ et φ l'angle polaire et l'angle azimuthal définissant la direction d'un π diffusé.

$$\cos\theta = \frac{\vec{q}_1 \cdot \vec{q}_3}{|\vec{q}_1| \cdot |\vec{q}_3|}$$

$$\cos\varphi = \frac{n \cdot (\vec{q}_1 \times \vec{q}_3)}{|\vec{q}_1 \times \vec{q}_3|}$$

θ est l'angle de diffusion élastique $\pi\,\pi$ défini plus haut et φ l'angle de Treiman-Yang [17]. La distribution angulaire d'un π diffusé s'écrit :

$$W(\theta, \varphi) = \sum_{m\,m'} Y_1^m\, Y_1^{m'*}\, \rho_{mm'}$$

Y_1^m : harmonique sphérique

$\rho_{mm'}$: élément de la matrice densité de spin

m étant la composante du spin suivant l'axe Oz. La matrice densité est hermitique et sa trace est

égale à l'unité ; ces propriétés jointes à la conservation de la parité s'expriment par les relations suivantes :

$$\rho_{mm'} = \rho^{*}_{m'm}$$

$$\sum_{m} \rho_{mm} = 1$$

$$\rho_{-m,-m'} = (-1)^{m-m'} \rho_{mm'}$$

Ainsi :

$$W(\theta \ \varphi) = \frac{3}{4\pi} \left[1/2(1 - \rho_{oo}) + 1/2 (3 \rho_{oo} - 1) \cos^2 \theta - \rho_{1,-1} \sin^2 \theta \cos 2\varphi - \sqrt{2} \ \mathrm{Re}\ \rho_{10} \sin 2\theta \cos \varphi\right]$$

Après intégration sur φ ou cos θ, on obtient :

$$W(\cos\theta) = \frac{3}{4}\{(1 - \rho_{oo}) + (3 \rho_{oo} - 1) \cos^2 \theta\} \qquad (4)$$

$$W(\varphi) = \frac{1}{2\pi}\{(1 + 2 \rho_{1,-1}) - 4 \rho_{1,-1} \cos^2 \varphi\} \qquad (5)$$

Le choix de l'axe Oz pour une particule de spin 1, impose m = 0 et m' = 0, donc seul l'élément ρ_{oo} est différent de zéro

$$\frac{d\sigma}{d(\cos\theta)} \alpha \rho_{oo} \cos^2 \theta$$

$$\frac{d\sigma}{d\varphi} \alpha \rho_{oo}$$

On retrouve ainsi la forme en $\cos^2 \theta$ de la distribution angulaire de diffusion $\pi\pi$ et l'isotropie de la distribution de l'angle de Treiman-Yang.

Les éléments de la matrice densité de spin du ρ ont été déterminés par ajustement d'un polynôme du 2ème degré sur les distributions expérimentales en cos θ et en φ ; l'évaluation de la valeur moyenne de $x = \sin 2\theta \cos\varphi$ permet de déterminer Re ρ_{10} à l'aide de la relation $\mathrm{Re}\ \rho_{10} = -\frac{5}{4\sqrt{2}} < \sin 2\theta \cos\varphi >$. Le tableau suivant montre qu'il y a un grand écart entre la valeur théorique et la valeur expérimentale de ρ_{oo} ; cet écart reflète naturellement le fond très important observé plus haut dans la distribution angulaire de diffusion élastique $\pi^- \pi^o$. L'accord entre la valeur théorique et la valeur expérimentale de $\rho_{1,-1}$ revient à constater l'isotropie de la distribution de l'angle de Treiman-Yang. La valeur non nulle de Re ρ_{10} représente une corrélation entre l'angle de diffusion $\pi\pi$ et l'angle de Treiman-Yang.

	Valeur (•) théorique	Valeur expérimentale
ρ_{oo}	1	0,54 ± 0,10
$\rho_{1,-1}$	0	0,04 ± 0,03
Re ρ_{10}	0	-0,12 ± 0,07

Tableau III - Eléments de la matrice densité de spin du ρ^+

L'expérience ne vérifie pas de façon satisfaisante les prédictions du modèle périphérique, surtout en ce qui concerne la section efficace différentielle et la valeur de l'élément ρ_{oo} de la matrice densité.

L'introduction, dans l'expression de $\frac{d\sigma}{d\Delta^2}$, des facteurs de forme dont nous avons déjà parlé dans l'étude de la diffusion élastique $\pi\pi$ [4], donne une bonne représentation de la section efficace différentielle ; la courbe théorique obtenue est représentée par la ligne pointillée de la figure 18 .

(•) Valeur théorique basée sur l'hypothèse de la création du ρ par le modèle d'échange d'un méson π.

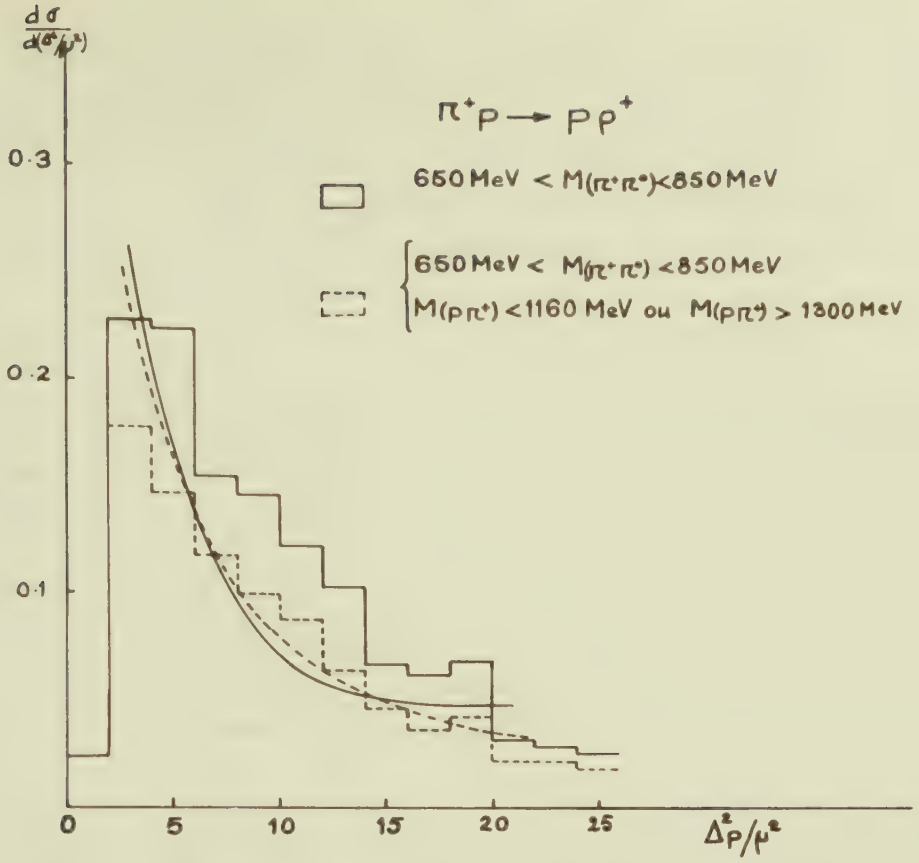
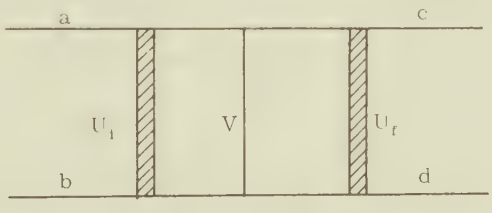


Figure 18 - Section efficace différentielle de production du ρ^+ en fonction de Δ^2/μ^2
--- Modèle périphérique modifié par les facteurs de forme de Selleri
___ Modèle périphérique modifié par les effets d'absorption.

Cependant nous avons vu que l'emploi de ces facteurs de forme n'était pas justifié ; en plus des inconvénients exposés précédemment, ils ont le désavantage de présenter une trop grande variation en fonction de Δ^2.

Une autre représentation du processus de création du ρ est donnée par le modèle périphérique modifié par les effets d'absorption [28]. Ceux-ci se manifestent par une réduction de la section efficace des réactions à deux corps dans l'état final, réduction due aux autres voies ouvertes qui entrent en compétition. Les effets d'absorption sont d'autant plus grands que le paramètre d'impact ou le moment angulaire orbital des ondes partielles est petit ; par conséquent, ces effets diminuent le nombre des événements dont le Δ^2 est grand. Ceci entraîne le rétrécissement du pic des distributions en Δ^2 et une modification des distributions angulaires de désintégration des résonances.

Le modèle d'absorption est schématisé par la figure suivante :



A l'interaction périphérique V, se superpose l'interaction U_i dans l'état initial et l'interaction U_f dans l'état final.

Dans le formalisme d'hélicité de JACOB et WICK [29], la section efficace différentielle de la réaction $a + b \longrightarrow c + d$ s'exprime par

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(ab \longrightarrow cd) = \frac{1}{16\ \pi^2 s}\ \frac{p}{q}\ \frac{1}{(2\ s_a + 1)\ (2\ s_b + 1)}\ \sum_{\lambda}\ |< \lambda_c\ \lambda_d\ |\ M\ |\ \lambda_a\ \lambda_b >|^2$$

s est le carré de l'énergie dans le système du centre de masse,

s_a et s_b sont les spins des particules a et b,

p = impulsion initiale dans le système du centre de masse,

q = impulsion finale dans le même système

λ_a λ_b λ_c et λ_d sont les hélicités des particules a, b, c, et d,

L'amplitude d'interaction pour l'onde partielle de moment angulaire j, $< \lambda_c \lambda_d | B_j | \lambda_a \lambda_b >$, devient, lorsqu'on tient compte de l'absorption [28] :

$$e^{i\delta_j^{(-)}} < \lambda_c \lambda_d | B_j | \lambda_a \lambda_b > e^{i\delta_j^{(-)}}$$

$\delta_j^{(-)}$ et $\delta_j^{(+)}$ sont les déphasages complexes de diffusion élastique dans l'état final et dans l'état initial.

En supposant que le modèle optique est représentatif de la diffusion élastique, on peut écrire

$$e^{2i\delta_j^{(\pm)}} = 1 - C \pm e^{-\gamma\pm(x-\frac{1}{2})^2}$$

avec

$$C_\pm = \frac{\sigma_T \pm}{4\pi A \pm} \quad \text{et} \quad \gamma_\pm = \frac{1}{2 p^2 A \pm}$$

σ_T + = section efficace totale d'interaction π -nucléon,

A + = $R^2/4$ où R est le rayon d'action du potentiel de diffusion élastique π-nucléon,

$x = j + \frac{1}{2}$

σ_T^- et A^- sont définis de la même manière pour l'état final.

Ainsi le modèle périphérique modifié par les effets d'absorption conduit à une section efficace différentielle de création du ρ qui décroît rapidement en fonction de Δ^2. Les interactions U_i et U_f modifiant les directions des particules a, b, c et d, il en résulte un changement des valeurs des éléments de la matrice densité qui présentent en outre une légère variation en fonction de Δ^2.

Le calcul de $\frac{d\sigma}{d\Delta^2}$, ρ_{oo}, ρ_{1-1} et Re ρ_{10} en fonction de Δ^2 a été effectué à l'aide d'un programme écrit au CERN [30]. Les paramètres C^+ et γ^+ ont été calculés à l'aide de la section efficace totale d'interaction σ_T donnée par STIRLING [10] et de la pente A^+ du pic de diffraction de diffusion élastique π-nucléon [6]. Les valeurs obtenues sont :

$$C^+ = 1,1 \pm 0,1 \qquad \gamma^+ = 0,13 \pm 0,01$$

C^+ est un peu supérieur à 1, ce qui aboutit à une valeur imaginaire de $e^{i\delta_j^{(+)}}$

Mais il faut tenir compte du fait que la valeur de σ_T à 1,6 GeV/c se trouve dans une région où la courbe de section efficace totale varie beaucoup avec l'impulsion incidente : l'erreur sur C^+ donnée plus haut est donc certainement sous estimée pour notre expérience. De plus, on peut montrer [28] que les prévisions du modèle d'absorption sont peu sensibles aux variations de $C^\pm$ et de $\gamma^\pm$. Nous avons donc adopté arbitrairement $C^+ = 0,98$, valeur aussi proche que possible de 1, mais conduisant à des valeurs réelles de $e^{i\delta_j^{(+)}}$.

Le choix des paramètres de l'interaction dans l'état final est arbitraire puisque la diffusion élastique ρp est inconnue. Nous avons pris

$$C^- = 1 \qquad \text{et} \qquad \gamma^- = 0,13$$

Ces valeurs donnent la courbe de $\frac{d\sigma}{d\Delta^2}$ qui s'ajuste au mieux sur les résultats expérimentaux ; cette courbe est représentée en trait plein sur la figure 18.

La figure 19 montre la variation des éléments de la matrice densité en fonction de Δ^2. La valeur théorique de l'élément ρ_{oo} est différente de 1, ce qui équivaut à une distribution angulaire de diffusion $\pi\,\pi$ de la forme $a + b \cos^2\theta$; mais il y a toujours un net désaccord avec les points expérimentaux. Cela signifie que les effets d'absorption n'expliquent pas entièrement le fond de la distribution en cos θ. Les éléments $\rho_{1,-1}$ et Re ρ_{10} sont différents de zéro et l'accord avec les

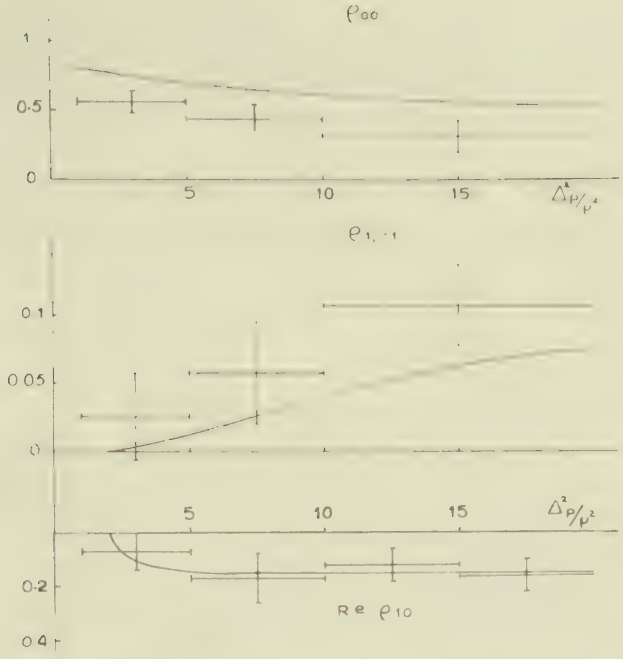


Figure 19 - Variation des éléments de la matrice densité en fonction de Δ^2/μ^2 dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\ \rho^+$.

points expérimentaux est satisfaisant. Ceci représente bien la légère anisotropie de la distribution de l'angle de Treiman-Yang et la corrélation entre l'angle de diffusion $\pi\ \pi$ et l'angle de Treiman-Yang.

Il a été constaté dans plusieurs autres expériences [28, 31, 32] un bon accord entre la théorie du modèle d'absorption et les distributions angulaires de création et de désintégration du $\rho^{\pm}$. On peut donc dire qu'il y a une forte contribution du processus périphérique modifié par les effets d'absorption dans la réaction $\pi\ p \longrightarrow \rho\ p$.

2) - Réaction $\pi^+ p \longrightarrow n\ \pi^+\ \pi^+$

Cette réaction est caractérisée par l'absence de résonance dans le spectre de masse effective $(\pi^+\ \pi^+)$ (Figure 7 a) et une grande accumulation d'événements aux faibles valeurs de Δ^2 (Figure 10). Ce dernier résultat, déjà observé dans des différentes expériences [22, 39], permet de supposer que la création d'un π dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow n\ \pi^+ \pi^+$ est périphérique avec échange d'un méson π.

Ainsi la réaction (2) permet l'étude de la diffusion dans l'état pur d'isospin I = 2. Malheureusement, la présence des trois isobares N_{33}^{*+} (1 236 MeV), N_{13}^{*+} (1 518 MeV), et N_{15}^{*+} (1 688 MeV) rend cette étude difficile.

a) - Critères de validité du modèle périphérique

Parmi les trois isobares, seul N_{33}^{*+} est créé de préférence aux faibles valeurs de Δ^2. Le pic observé dans la distribution en Δ^2 subsiste lorsqu'on élimine les événements dont la masse effective $(n\ \pi^+)$ est située hors de l'intervalle 1 160 - 1 300 MeV ; par conséquent ce pic est bien caractéristique du dipion $\pi^+\ \pi^+$ et n'est pas uniquement un reflet de l'isobare N_{33}^{*+}.

On peut remarquer que la largeur du pic de la distribution en Δ^2 est plus grande pour la réaction $\pi^+ p \longrightarrow n\ \pi^+\ \pi^+$ que pour la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\ \pi^o$. Ce fait a été observé en particulier avec des π^+ incidents de 2,75 GeV/c [22].

Le critère de Treiman-Yang est approximativement satisfaisant quel que soit l'intervalle de masse effective $(\pi^+\ \pi^+)$ considéré (Figure 20).

b) - Section efficace de diffusion $\pi\ \pi$

Les critères de validité du modèle périphérique étant satisfaisants, la section efficace de diffusion $\pi\ \pi$ en fonction du carré de la masse du dipion a été calculée à l'aide de la formule de

CHEW et LOW pour $\Delta^2 < 15\ \mu^2$. Comme pour la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\ \pi^0$, la validité de cette formule a été étendue à la région physique. La figure 21 montre que les résultats sont en bon accord avec ceux obtenus à l'aide de $\pi^\pm$ incidents de différentes énergies [22, 23, 33].

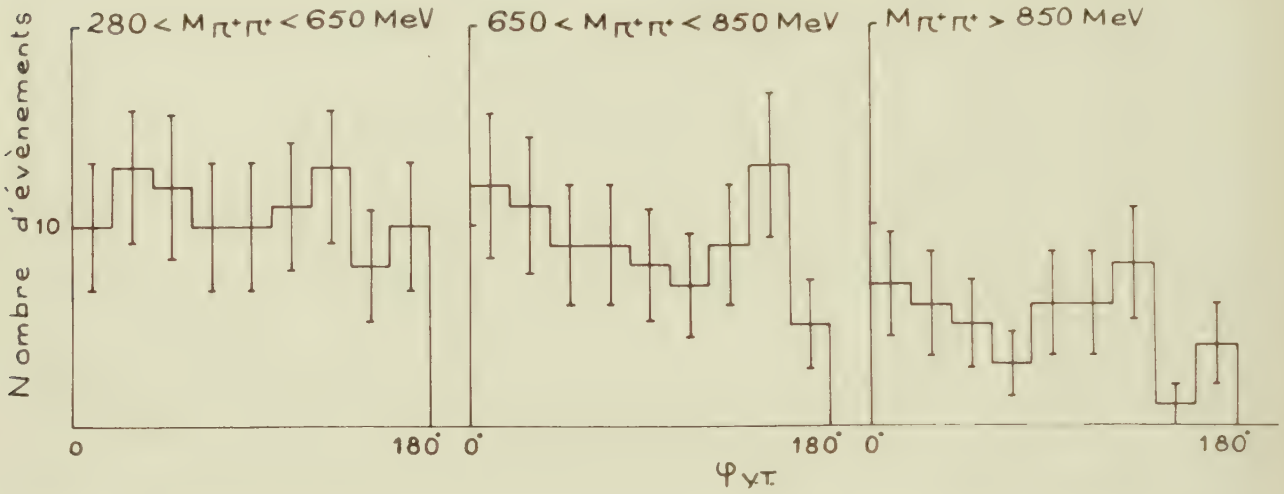


Figure 20 - Distribution de l'angle de Treiman-Yang dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow n\ \pi^+\ \pi^+$ pour $\Delta^2/\mu^2 < 20$.

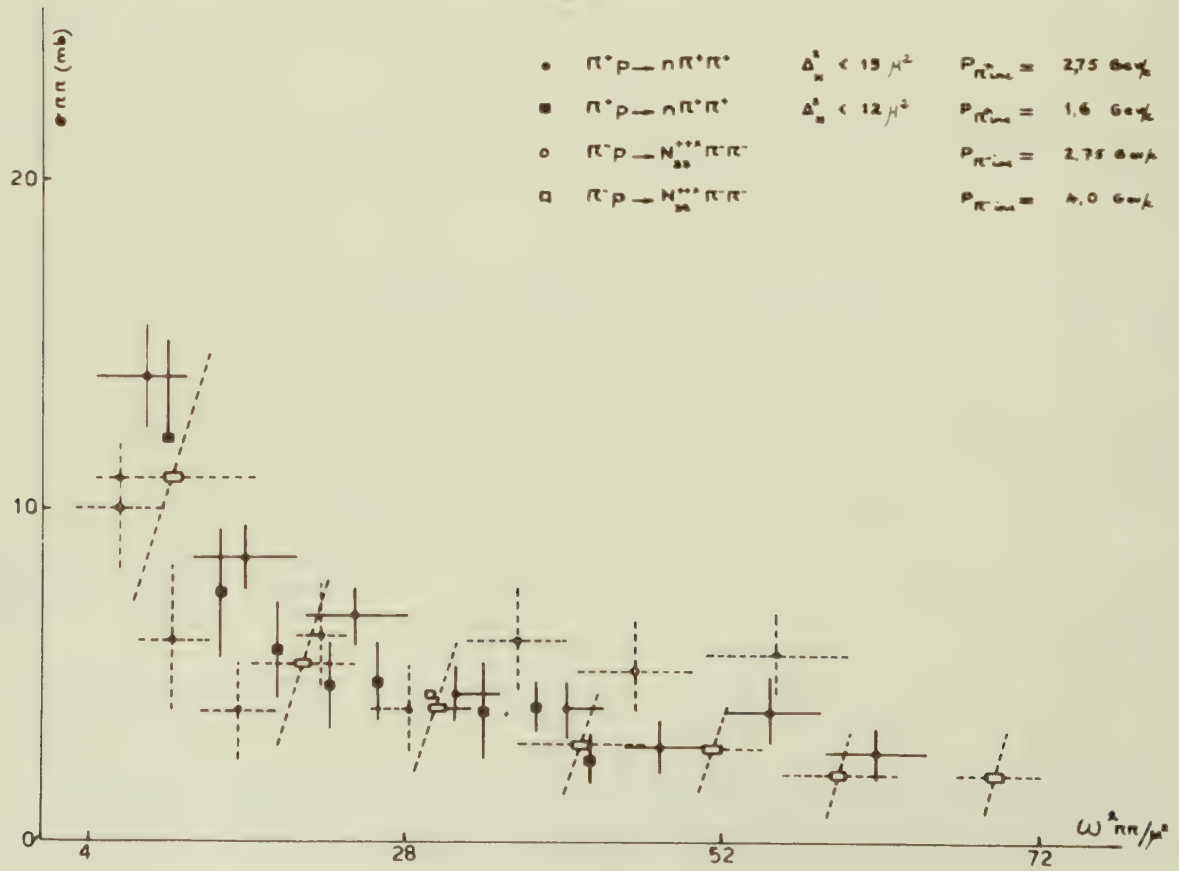


Figure 21 - Section efficace de diffusion élastique $\pi^+\ \pi^+$ en fonction de ω^2/μ^2 (carré de la masse du dipion rapportée à la masse du π chargé).

c) - Distribution angulaire de diffusion $\pi\pi$

Dans la diffusion $\pi^+ \pi^+$, interviennent les ondes J = 0, I = 2 et J = 2, I = 2 à condition de négliger les ondes partielles d'ordre supérieur. La distribution en cos θ (θ étant l'angle entre le π incident et l'un des π diffusés dans le système du centre de masse du dipion) devrait donc être de la forme

$$b_0 + b_2 \cos^2 \theta + b_4 \cos^4 \theta$$

b_0, b_2 et b_4 sont les coefficients de diffusion dépendant des déphasages δ_0^2 et δ_2^2

$$b_0 = \sin^2 \delta_0^2 - 5 \sin \delta_0^2 \sin \delta_2^2 \cos (\delta_0^2 - \delta_2^2) + \frac{25}{4} \sin^2 \delta_2^2$$

$$b_2 = 15 \sin \delta_0^2 \sin \delta_2^2 \cos (\delta_0^2 - \delta_2^2) - \frac{75}{2} \sin^2 \delta_2^2$$

$$b_4 = \frac{175}{4} \sin^2 \delta_2^2$$

La figure 22 montre la distribution expérimentale en cos θ pour trois tranches de masse effective $\pi^+ \pi^+$ et pour toutes les valeurs de Δ^2, puis pour $\Delta^2 < 20\ \mu^2$. Cos θ varie de 0 à 1 à cause de l'indiscernabilité des deux π^+. Lorsque toutes les valeurs de Δ^2 sont prises en considération, l'intervalle de masse effective ($\pi^+ \pi^+$) 280 - 650 MeV présente une distribution angulaire isotrope indiquant la présence d'une onde S. L'intervalle central présente une distribution angulaire telle que les termes en $\cos^2 \theta$ et $\cos^4 \theta$ ne sont pas négligeables ; par conséquent, il y a une superposition de l'onde S et de l'onde D. Cet effet est plus net dans le dernier intervalle où l'importance de l'onde D augmente.

Cependant, ces résultats ne sont guère confirmés lorsqu'on ne considère que les événements où $\Delta^2 < 20\ \mu^2$. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'à 1,6 GeV/c, la coupure en Δ^2 supprime une partie des événements de masses effectives ($\pi^+ \pi^+$) les plus élevées. De plus, les statistiques deviennent très insuffisantes lorsqu'on élimine les événements de masse effective ($\pi\ \pi^+$) située dans l'intervalle 1 160 - 1 300 MeV.

Nous pouvons seulement conclure que nos résultats ne sont pas en contradiction avec le fait que l'onde D devient non négligeable pour une masse du dipion ($\pi^+ \pi^+$) de 750 MeV environ [22].

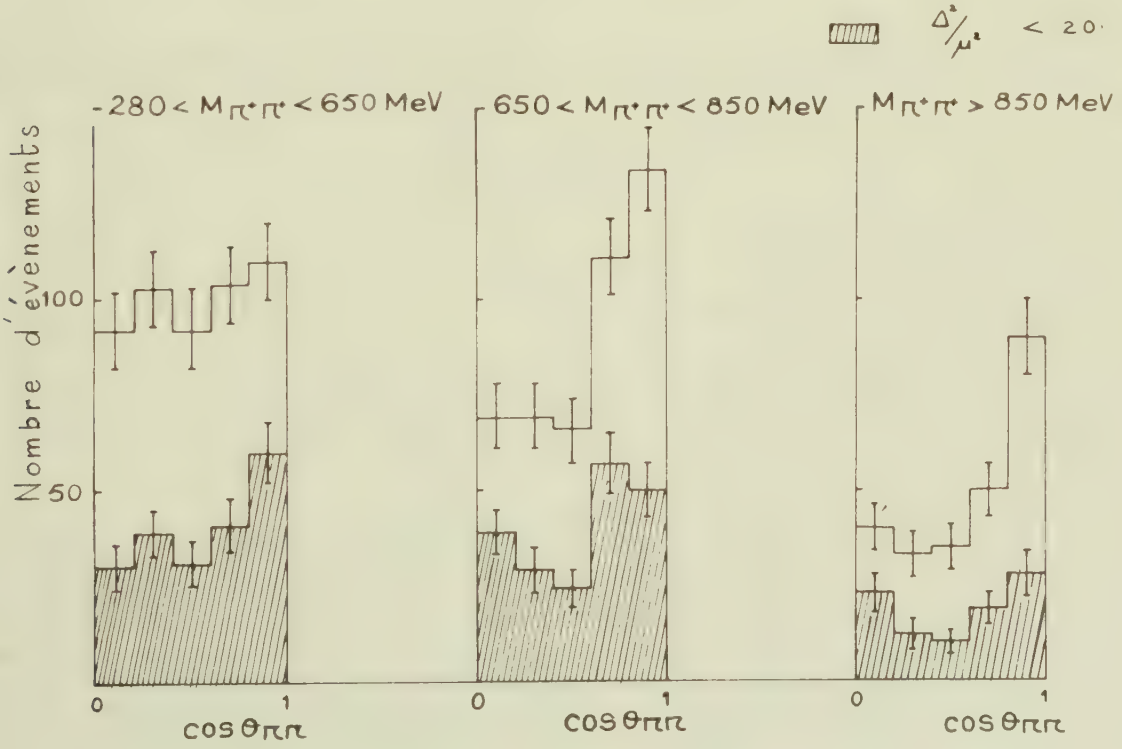


Figure 22 - Distribution de l'angle de diffusion élastique $\pi^+ \pi^+$ dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow n\ \pi^+ \pi^+$ pour $\Delta^2/\mu^2 < 20$.

D - RESULTATS RELATIFS AUX ISOBARES

1) - Etude de l'isobare N_{33}^{*++} (1 236 MeV) $\longrightarrow p\pi^+$

a) - Section efficace totale de production, masse et largeur de N_{33}^{*++}

A partir de la figure 5c, la section efficace totale de production de l'isobare $N_{33}^{*++} \longrightarrow p\pi^+$ a été calculée en évaluant le nombre d'événements situés au dessus d'une courbe représentative du fond, tenant compte des reflets du ρ^+ et de l'isobare $N_{33}^{*+} \longrightarrow p\pi^0$. Cette courbe est calculée d'une manière analogue à celle utilisée dans le cas du ρ^+ ; c'est la somme des trois courbes suivantes :

1° - La courbe d'espace de phase du modèle statistique covariant normalisée à 56 % des événements de la réaction (1), tracée sur la figure 5c.

2° - La courbe représentant le reflet du ρ^+, calculée en supposant que 24 % du nombre des événements de la réaction (1) sont distribués suivant

$$y\,(M_{\pi^+\pi^0}) = \frac{a\,(\Gamma_\rho/2)^2}{(M_{\pi^+\pi^0} - M_\rho)^2 + (\Gamma_\rho/2)^2}$$

Γ_ρ = 160 MeV

M_ρ = 750 MeV

a est le coefficient de normalisation

3° - La courbe représentant le reflet de l'isobare $N_{33}^{*+} \longrightarrow p\pi^0$, calculée en supposant que 7 % des événements de la réaction (1) sont distribués suivant

$$y\,(M_{p\pi^0}) = \frac{b\,(\Gamma/2)^2}{(M_{p\pi^0} - M_{N^*})^2 + (\Gamma/2)^2}$$

Γ = 100 MeV

M_{N^*} = 1 240 MeV

b est le coefficient de normalisation.

La section efficace totale de production de l'isobare $N_{33}^{*++} \longrightarrow p\pi^+$ est

$$\sigma_{N^*} = 1,2 \text{ mb} \pm 0,1 \text{ mb}$$

La masse et la largeur de l'isobare N_{33}^{*++} ont été déterminées en ajustant sur la distribution de la figure 5c, une courbe qui est la somme de la courbe calculée ci-dessus et d'une courbe de la forme :

$$y\,(M_{p\pi^+}) = \frac{c\,(\Gamma_{N^*}/2)^2}{(M_{p\pi^+} - M_{N^*})^2 - (\Gamma_{N^*}/2)^2}$$

c est le coefficient de normalisation.

Les valeurs obtenues sont :

M_{N^*} = 1 230 MeV ± 15 MeV

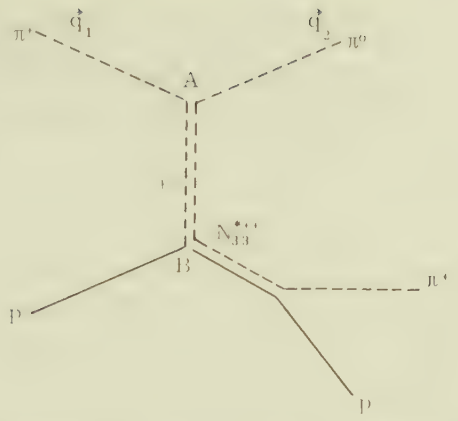
Γ_{N^*} = 100 MeV ± 15 MeV

La masse est en bon accord avec la valeur admise qui est 1 236 MeV [13]. La largeur est un peu faible par rapport à la valeur admise, 120 MeV, mais elle est plus élevée que celle provenant des expériences de π^+ à 2,08 GeV/c [15] et 2,75 GeV/c [16].

b) - Section efficace différentielle de création de l'isobare N_{33}^{*++}

Dans les réactions où l'isobare N_{33}^{*++} est créé, il y a une grande accumulation d'événements aux faibles valeurs de $\Delta^2_{N^*}$, carré du quadrivecteur impulsion-énergie transféré à l'isobare. Cette accumulation subsiste si on ne retient que les événements de la réaction (1) dont la masse effective ($p\pi^+$) est située dans l'intervalle 1 160 - 1 300 MeV et dont la masse effective ($\pi^+\pi^0$) est située hors de l'intervalle 650 - 850 MeV (Figure 10). Il est équivalent de dire que pour ces événements, le π^0 est émis de préférence vers l'avant dans le système du centre de masse de la réaction $\pi^+ p \longrightarrow N_{33}^{*++}\pi^0$. Ce résultat observé dans de nombreuses expériences [16, 31, 34, 35, 36, 37] a conduit à l'hypothèse du modèle périphérique pour la création de l'isobare N_{33}^{*++}. Ce modèle est schématisé par le diagramme ci-dessous. La conservation du spin, de l'isospin, de la parité et de la parité G

n'autorise que l'échange d'un ρ



Ce modèle a d'abord été suggéré par STODOLSKY et SAKURAI [5]. Ces auteurs ont supposé que le couplage $\mathcal{N}\rho\ N^*$ était analogue au couplage $\mathcal{N}\gamma\ N^*$ intervenant dans la réaction de photoproduction

$$\gamma\ \mathcal{N} \longrightarrow N^*_{33} \longrightarrow \mathcal{N}\pi$$

Cela revient à faire l'hypothèse que la réaction $\rho\,\mathcal{N} \longrightarrow N^*_{33} \longrightarrow \mathcal{N}\pi$ n'a lieu qu'avec un moment angulaire l = 1 dans l'état initial. Avec cette hypothèse et en faisant l'approximation statique (masse du nucléon ≃ masse de l'isobare, impulsion et masse du méson π négligeables devant la masse du nucléon), STODOLSKY et SAKURAI ont donné l'expression de la section efficace différentielle de la réaction $\pi\mathcal{N} \longrightarrow N^*_{33}\ \pi$.

$$\frac{d\sigma}{d\Delta^2_{N^*}} = \frac{9}{4\pi}\ \frac{4\pi}{e^2}\ \left(\frac{f_\rho}{4\pi}\right)^2 \sin^2\theta \int |\vec{q}_2|^2 \left[\frac{F\ (\Delta^2_{N^*})}{m^2_\rho\ +\ \Delta^2_{N^*}}\right]^2 \frac{\sigma_\gamma}{k_\gamma}\, d\ M_{p\pi^+} \qquad (6)$$

$\frac{e^2}{4\pi}$ = $\frac{1}{137}$

$\frac{f_\rho}{4\pi}$ = constante de couplage du ρ supposée universelle

$\vec{q}_2$ = impulsion du π^o dans le système du centre de masse

θ = angle entre le π^o et le π^+ incident dans le même système

σ_γ = section efficace du processus de photoproduction $\gamma\,\mathcal{N} \longrightarrow N^*_{33} \longrightarrow \mathcal{N}\pi$ supposé équivalent au processus $\rho\,\mathcal{N} \longrightarrow N^*_{33} \longrightarrow \mathcal{N}\pi$

k_γ = impulsion du γ dans le système du centre de masse.

Sans faire l'approximation statique, JACKSON et PILKUHN [26] ont donné l'expression suivante de $\frac{d\sigma}{d\Delta^2}$:

$$\frac{d\sigma}{d\Delta^2_{N^*}} = \frac{2\pi}{3\ s\ |\vec{q}_1|^2}\ \frac{g^2}{4\pi}\ \frac{G_1^2}{4\pi}\ \frac{1}{(M\ +\ M_{N^*})^2}\ \left[\frac{F\ (\Delta^2_{N^*})}{m^2_\rho\ +\ \Delta^2_{N^*}}\right]^2 \times \left\{S\left[\frac{3\ M^2_{N^*}\ +\ M^2\ +\ \Delta^2_{N^*}}{M^2_{N^*}}\right] + \mu^2\ |\overrightarrow{q'_1}|^2 \cdot \left[(M\ -M_{N^*})^2 + \Delta^2_{N^*}\right]\right\} \qquad (7)$$

avec $S = s\ |\vec{q}_1|^2\ |\vec{q}_2|^2\ \sin^2\theta$

$\vec{q}_1$ = impulsion du π^+ incident dans le système du centre de masse

$\vec{q}'_1$ = impulsion de π incident dans le système du centre de masse des particules au sommet A.

s = carré de l'énergie disponible dans le système du centre de masse général.

Bien que la formule de JACKSON et PILKUHN soit plus rigoureuse que celle de STODOLSKY et SAKURAI, on peut utiliser indifféremmment l'une ou l'autre, puisque dans les deux cas, il faut introduire un facteur de forme arbitraire pour avoir une bonne représentation des résultats expérimentaux.

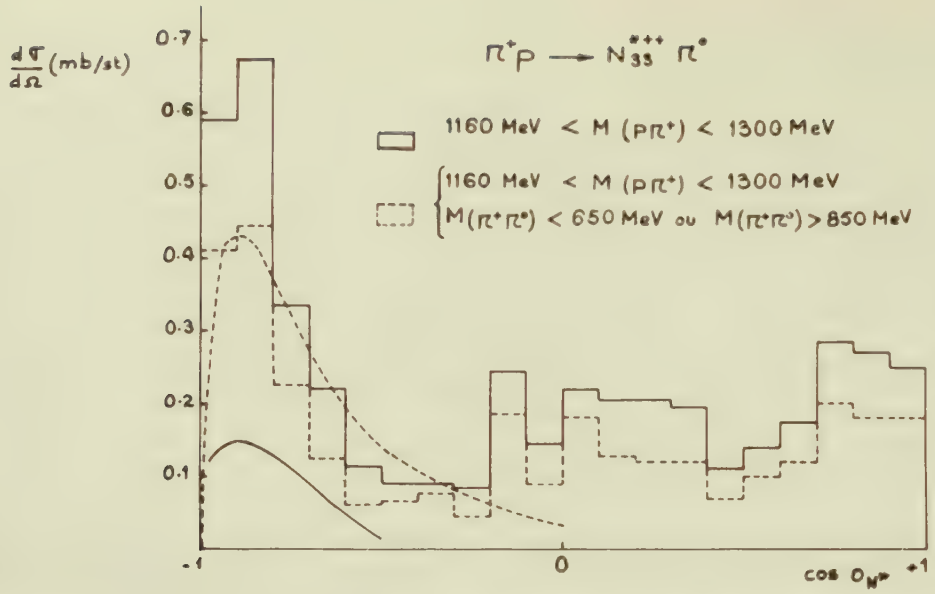


Figure 23 - Section efficace différentielle de production de N^{*++}_{33} (1 236 MeV)
--- Modèle de Stodolsky-Sakuraï
___ Modèle périphérique modifié par les effets d'absorption

Sur la figure 23 se trouvent deux distributions expérimentales de cos θ : la première comprend les événements tels que 1 160 MeV < $M_{p\pi^+}$ < 1 300 MeV, la seconde est déduite de la première en excluant les événements dont la masse effective ($\pi^+ \pi^0$) est située dans l'intervalle 680 - 820 MeV. La courbe $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ calculée à partir de la formule (6) où $\frac{f_\rho}{4\pi}$ = 2,75 s'ajuste bien sur la seconde distribution en prenant M_1^2 = 0,18 GeV^2 dans l'expression du facteur de forme choisi arbitrairement

$$F\ (\Delta^2_{N^*}) = \frac{M_1^2}{M_1^2 + \Delta^2_{N^*}}$$

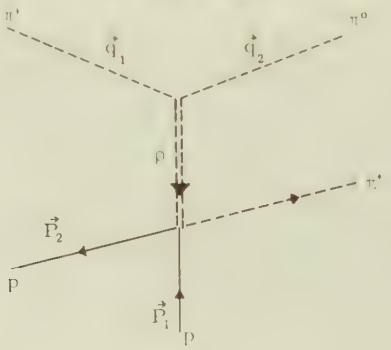
Cette courbe est représentée en trait pointillé sur la figure 23.

Mais la valeur de M_1^2 est différente de celle qu'il est nécessaire d'utiliser à plus haute énergie pour obtenir un bon accord entre la théorie et l'expérience [16, 31, 35, 36]. Ceci signifie que le facteur de forme est variable avec l'énergie, ce qui est contraire à sa définition. Par conséquent, les formules (6) ou (7) ne représentent pas de façon satisfaisante la section efficace différentielle de création de l'isobare N^*_{33}.

c) - Distributions angulaires de désintégration de l'isobare N^{*++}_{33}

Le modèle d'échange d'un ρ permet de faire des prédictions sur les distributions angulaires de désintégration de l'isobare N^{*++}_{33} qui se décompose en une particule de spin 1/2 et une particule de spin nul. Choisissons un système de référence tel que l'axe Oz soit dirigé suivant le proton initial dans le système où l'isobare est au repos et l'axe Oy suivant la normale au plan de production : cette normale est définie par

$$\vec{n} = \frac{\vec{q}_1 \times \vec{q}_2}{|\vec{q}_1 \times \vec{q}_2|}$$



Soient θ et φ l'angle polaire et l'angle azimuthal du π^+ de désintégration de l'isobare. Ces angles sont définis par

$$\cos\theta = \frac{\vec{P}_2 \cdot \vec{P}_1}{|\vec{P}_2| \, |\vec{P}_1|}$$

$$\cos\varphi = \vec{n} \cdot \frac{\vec{P}_1 \times \vec{P}_2}{|\vec{P}_1 \times \vec{P}_2|}$$

La distribution angulaire du π de désintégration s'écrit

$$W(\theta, \varphi) = \sum_{mm'} \sum_{\lambda'} M^{m}_{3/2} \, M^{m'*}_{3/2} \, \rho_{mm'}$$

$M^{m}_{3/2}$ = partie angulaire de la fonction d'onde de l'isobare,

m = composante du spin de l'isobare suivant Oz

λ' = composante du spin du proton suivant Oz

$\rho_{mm'}$ = élément de la matrice densité de spin de l'isobare.

En décomposant les états de spin de l'isobare suivant les états de moment angulaire orbital relatif du π et du proton et les états de spin du proton et en tenant compte des propriétés des éléments $\rho_{mm'}$ cités dans le § C. 1), on obtient [27] :

$$W(\theta, \varphi) = \frac{3}{4\pi}\left[\frac{1}{6}(1 + 4\rho_{33}) + \frac{1}{2}(1 - 4\rho_{33})\cos^2\theta - \frac{2}{\sqrt{3}}\,\mathrm{Re}\,\rho_{3,-1}\sin^2\theta\cos 2\varphi - \frac{2}{\sqrt{3}}\,\mathrm{Re}\,\rho_{31}\sin 2\theta\cos\varphi\right]$$

En intégrant sur φ ou cos θ

$$W(\cos\theta) \propto (1 + 4\rho_{33}) + (3 - 12\rho_{33})\cos^2\theta \qquad (8)$$

$$W(\varphi) \propto (\sqrt{3} + 4\,\mathrm{Re}\,\rho_{3,-1}) - 8\,\mathrm{Re}\,\rho_{3,-1}\cos^2\varphi \qquad (9)$$

Avec l'hypothèse de STODOLSKY et SAKURAI [5], la composante de spin de l'isobare suivant la normale au plan de production ne peut prendre que les valeurs $m = \pm 1/2$. Il en résulte que la distribution angulaire de l'isobare est :

$$W(\cos\alpha, \beta) \propto 1 + 3\cos^2\alpha \qquad (10)$$

les angles α et β étant définis par

$$\cos\alpha = \frac{\vec{n} \cdot \vec{P}_2}{|\vec{P}_2|}$$

$$\cos\beta = \frac{\vec{n} \times \vec{P}_2}{|\vec{n} \times \vec{P}_2|} \cdot \frac{\vec{P}_1}{|\vec{P}_1|}$$

En tranformant les angles α et β en fonction des angles θ et φ définis plus haut, on déduit

$$W(\cos\theta, \varphi) \propto 1 + 3\sin^2\theta\sin^2\varphi \qquad (11)$$

On obtient ainsi les valeurs des éléments de la matrice densité en comparant (11) avec (8) et (9)

$$\rho_{33} = 3/8 \qquad \mathrm{Re}\,\rho_{3,-1} = \sqrt{3}/8 \qquad \mathrm{Re}\,\rho_{31} = 0$$

Les distributions en cos θ et φ sont :

$$W(\cos\theta) \propto \frac{1}{2}(5 - 3\cos^2\theta) \qquad (12)$$

$$W(\varphi) \propto \frac{\sqrt{3}}{2}(3 - 2\cos^2\varphi) \qquad (13)$$

Un polynôme du second degré a été ajusté au mieux sur les distributions expérimentales de cos α, cos θ et φ (figure 24 a). Ces distributions ont été obtenues pour

$$\Delta^2_{N^*} < 12\ \mu^2, \quad 1\,160\ \mathrm{MeV} < M_{p\pi^+} < 1\,300\ \mathrm{MeV}$$

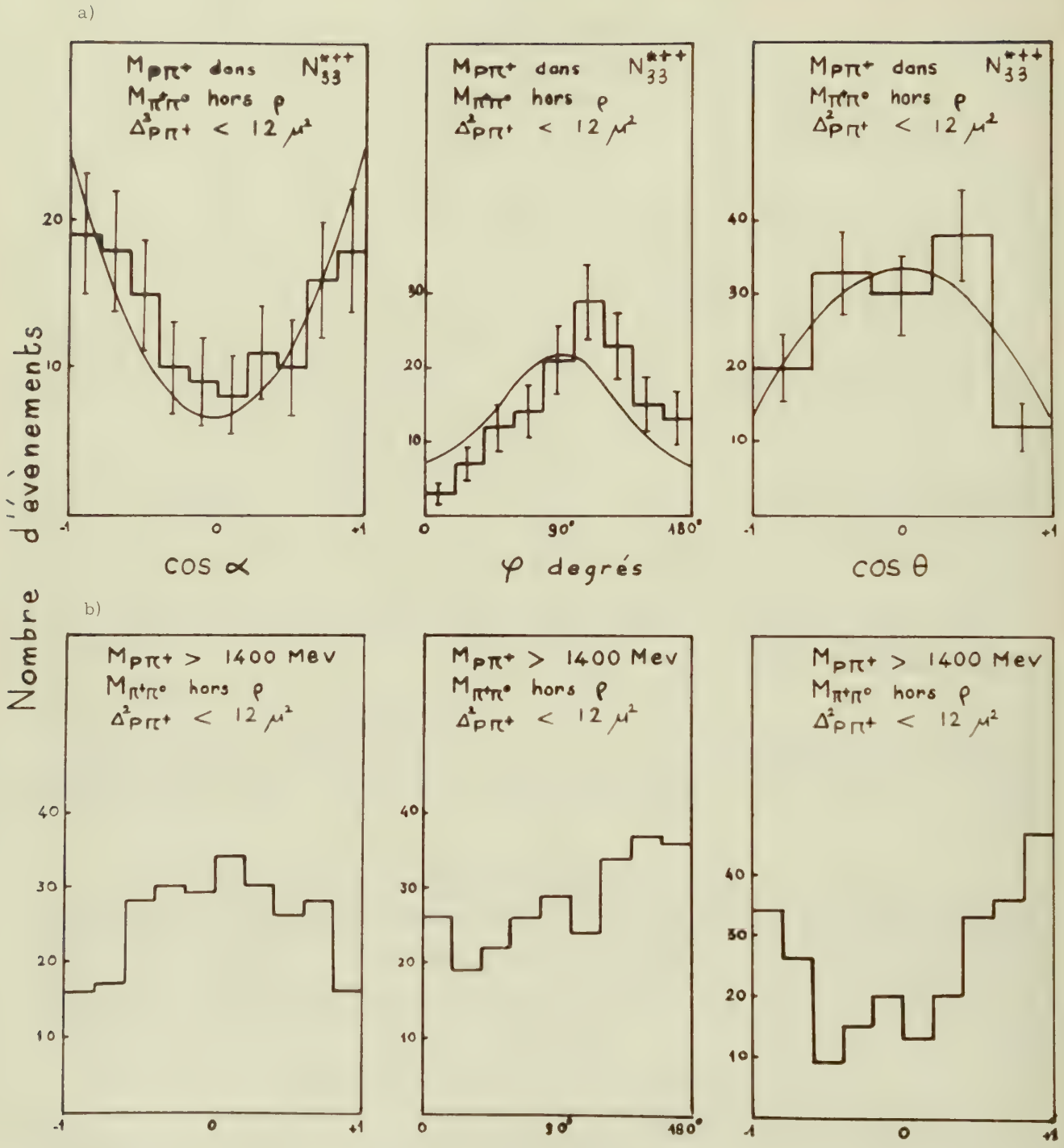


Figure 24 - Distribution de cos α, φ et cosθ dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\ \pi^0$ pour $\Delta^2_{(p\pi^+)} < 12\ \mu^2$

a) pour les événements tels que $M_{(p\pi^+)}$ se trouve dans N_{33}^{*++} et $M_{(\pi^+\pi^0)}$ hors du ρ^+.
b) pour les événements tels que $M_{(p\pi^+)}$ se trouve hors de N_{33}^{*++} et $M_{(\pi^+\pi^0)}$ hors du ρ^+.

et après avoir retranché les distributions relatives au fond [38]. Celles-ci sont les distributions relatives aux événements dont la masse effective ($p\ \pi^+$) est située hors de l'intervalle 1 160 - 1 300 MeV (figure 24 b), puis normalisées au nombre d'événements de la réaction (1) attribués au fond (évalué à l'aide de la courbe d'espace de phase de la figure 5 c) et dont la masse effective ($p\ \pi^+$) est située dans l'intervalle 1 160 - 1 300 MeV.

La détermination des coefficients des polynômes du 2ème degré et l'évaluation de la valeur moyenne de $x = \sin 2\theta \cos\varphi$ ont permis de donner les valeurs de ρ_{33}, $\rho_{3,-1}$ et Re $\rho_{3,1}$ à l'aide des relations (12), (13) et de Re $\rho_{3,1} = < \sin 2\theta \cos\varphi >$. Les résultats se trouvent dans le tableau suivant :

	Valeur* théorique	Valeur expérimentale
ρ_{33}	0, 375	0, 45 ± 0, 12
$\rho_{3,-1}$	0, 216	0, 20 ± 0, 06
Re ρ_{31}	0	-0, 15 ± 0, 10

Tableau IV - Eléments de la matrice densité de spin de l'isobare N^*_{33}

d) - Comparaison des résultats avec les prévisions du modèle d'absorption

D'après ce qui précède, nous avons vu que les prévisions du modèle d'échange d'un ρ étaient réalisées en ce qui concerne les distributions angulaires de désintégration de N^*_{33}, mais ne l'étaient pas en ce qui concerne la distribution en $\Delta^2_{N^*}$. Nous allons donc voir si le modèle périphérique modifié par les effets d'absorption donne une bonne représentation de nos résultats expérimentaux. Comme dans l'application à la création du ρ, nous utilisons les valeurs suivantes pour les paramètres $C^\pm$ et $\gamma^\pm$

$$C^+ = 0, 98 \qquad \gamma^+ = 0, 13$$

$$C^- = 1 \qquad \gamma^- = 0, 13$$

La section efficace différentielle calculée avec ces paramètres est représentée en trait plein sur la figure 23 ; elle est tout à fait en désaccord avec la distribution expérimentale. Ce désaccord existe également dans les expériences de π^+ à 8 GeV/c [32], 4 GeV/c [28, 31] et 2, 75 GeV/c [16, 28, 35].

La variation des valeurs des éléments de la matrice densité avec $\Delta^2_{N^*}$ calculés avec les effets d'absorption est très compatible avec les valeurs expérimentales (Figure 25).

Le modèle d'absorption ne décrit donc pas mieux le processus de création de N^*_{33} que le modèle périphérique non modifié. Seules, les distributions angulaires de désintégration sont bien représentées par ce modèle.

2) - Etude de l'isobare $N^{*+}_{33} \longrightarrow p\ \pi^o$ ou $n\ \pi^+$

L'isobare N^{*+}_{33} (1 236 MeV) est créé dans les voies 1 c et 2 a définies au § A où il se désintègre respectivement en $p\ \pi^o$ et $n\ \pi^+$.

a) - Sections efficaces totales de production

Les sections efficaces totales de production sont obtenues en évaluant le nombre d'événements situés en dessus de la courbe d'espace de phase (Figures 5 d et 7b). Pour $N^{*+}_{33} \longrightarrow p\ \pi^o$, la courbe d'espace de phase utilisée tient compte des reflets du ρ^+ et de l'isobare $N^{*++}_{33} \longrightarrow p\ \pi^+$; elle est calculée de la même manière qu'au § D. 1) a).

$$\sigma_{p\pi^o} = 0, 6 \pm 0, 05 \text{ mb}$$

Pour $N^{*+}_{33} \longrightarrow n\ \pi^+$, la courbe d'espace de phase est seulement normalisée au fond et ne tient pas compte des autres résonances baryoniques :

$$\sigma_{n\pi^+} = 0, 32 + 0, 05 \text{ mb}$$

---

* Valeur théorique basée sur le modèle d'échange d'un ρ pour la création N^*_{33}.

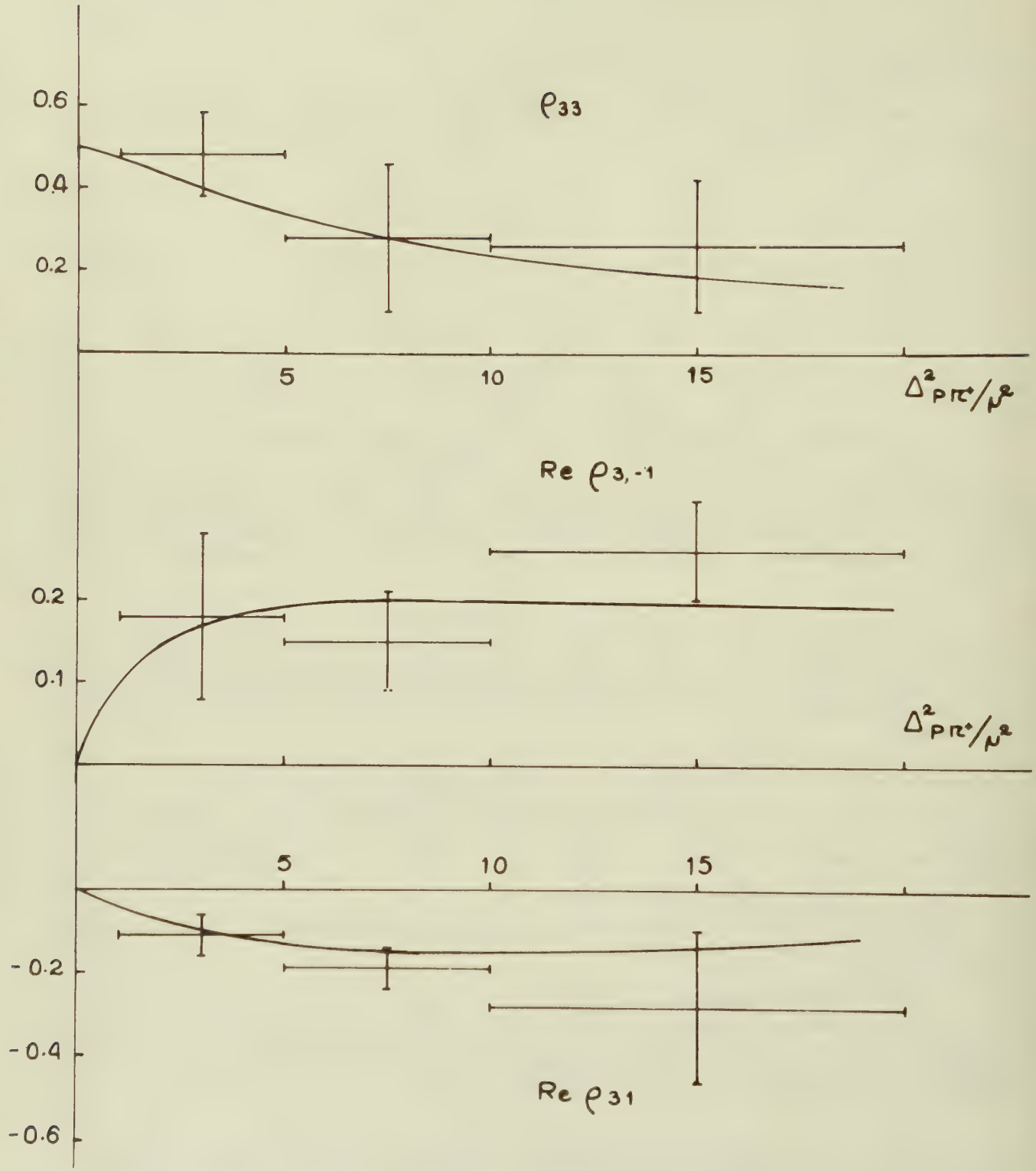


Figure 25 - Variation des éléments de la matrice densité en fonction de $\Delta^2_{p\pi^+}/\mu^2$ dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow N^{*++}_{33} \pi^o$.

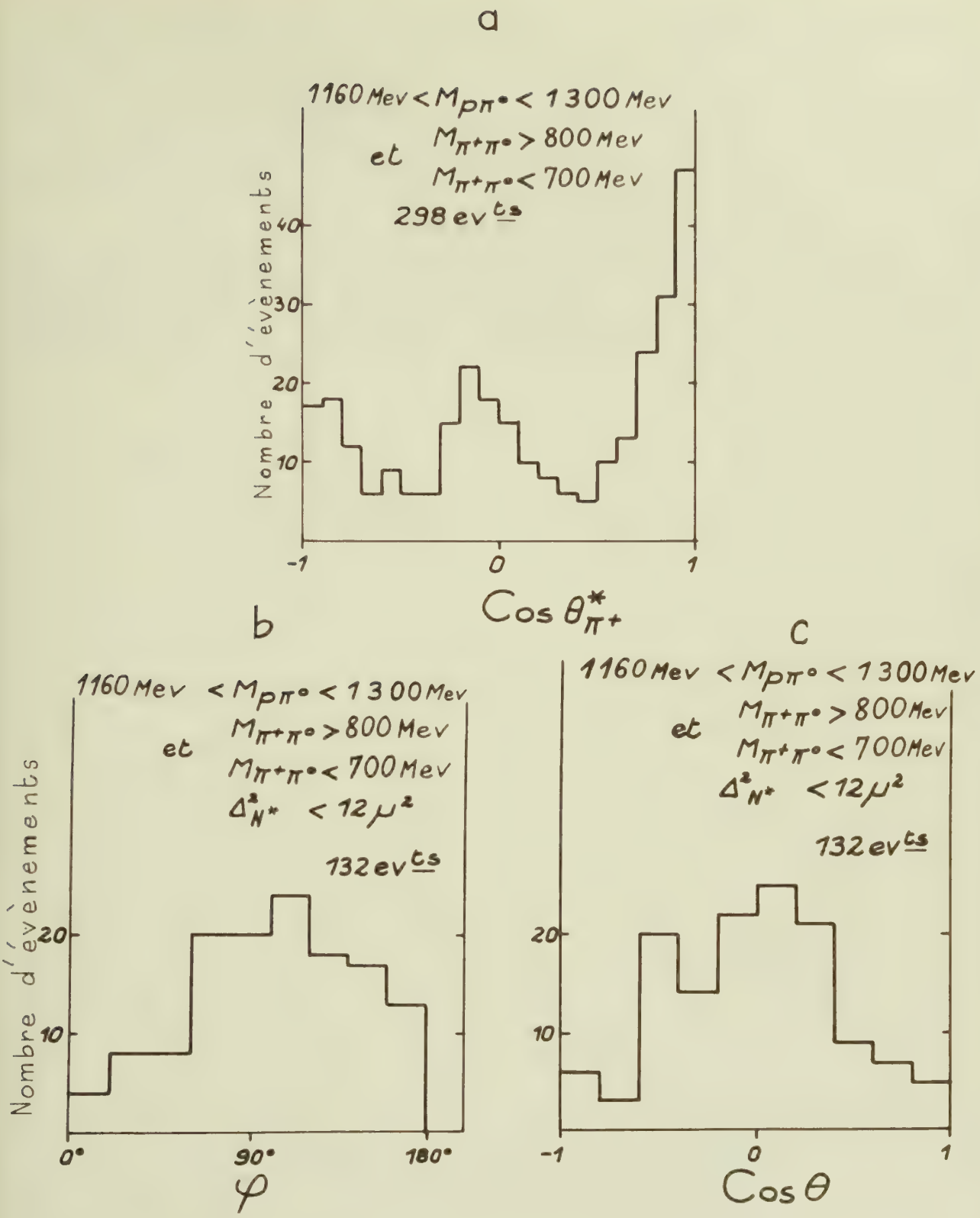


Figure 26 - a) Distribution angulaire du π^+ dans le système du centre de masse de la réaction $\pi^+p \longrightarrow \pi^+ N_{33}^{*+}{}_{\to p\pi^\circ}$
b) Distribution de φ dans la réaction $\pi^+p \longrightarrow \pi N_{33}^{*+}$ pour $\Delta^2 < 12\mu^2$
c) Distribution du cosθ dans la réaction $\pi^+p \longrightarrow \pi N_{33}^{*+}$ pour $\Delta^2 < 12\mu^2$

les rapports des sections efficaces

$$\frac{N_{33}^{*++} \longrightarrow p\,\pi^+}{N_{33}^{*+} \longrightarrow p\,\pi^o} = 2,1 \qquad \text{et} \qquad \frac{N_{33}^{*+} \longrightarrow p\,\pi^o}{N_{33}^{*+} \longrightarrow n\,\pi^+} = 1,9$$

sont tout a fait compatibles avec les valeurs 2,25 et 2 données par les coefficients de CLEBSH-GORDAN.

La section efficace de N_{33}^{*+} se désintégrant en $p\pi^o$ ou $n\,\pi^+$ étant beaucoup plus faible que celle de $N_{33}^{*++} \longrightarrow p\,\pi^+$, la masse et la largeur de N_{33}^{*+} sont difficiles à déterminer; on peut seulement dire qu'elles sont compatibles avec celles de $N_{33}^{*++} \longrightarrow p\,\pi^+$.

b) - Comparaison avec les prévisions du modèle périphérique par échange d'un ρ

Les distributions de cos $\theta^*_{\pi^+}$ ($\theta^*_{\pi^+}$ étant l'angle du π^+ final avec le π^+ incident dans le système du centre de masse général) pour les événements de la réaction (1) tels que 1 160 MeV < $M_{p\pi^o}$ < 1 300 MeV montrent une forte émission du π^+ vers l'avant, c'est-à-dire une grande concentration d'événements aux faibles valeurs de $\Delta^2_{N^*}$ (Figure 26a). Il en est de même pour la réaction (2) (Figure 27 a) ; mais on observe une concentration d'événements vers cos $\theta^*_{\pi^+} = +1$ et cos $\theta^*_{\pi^+} = -1$ à cause de l'indiscernabilité des deux π^+.

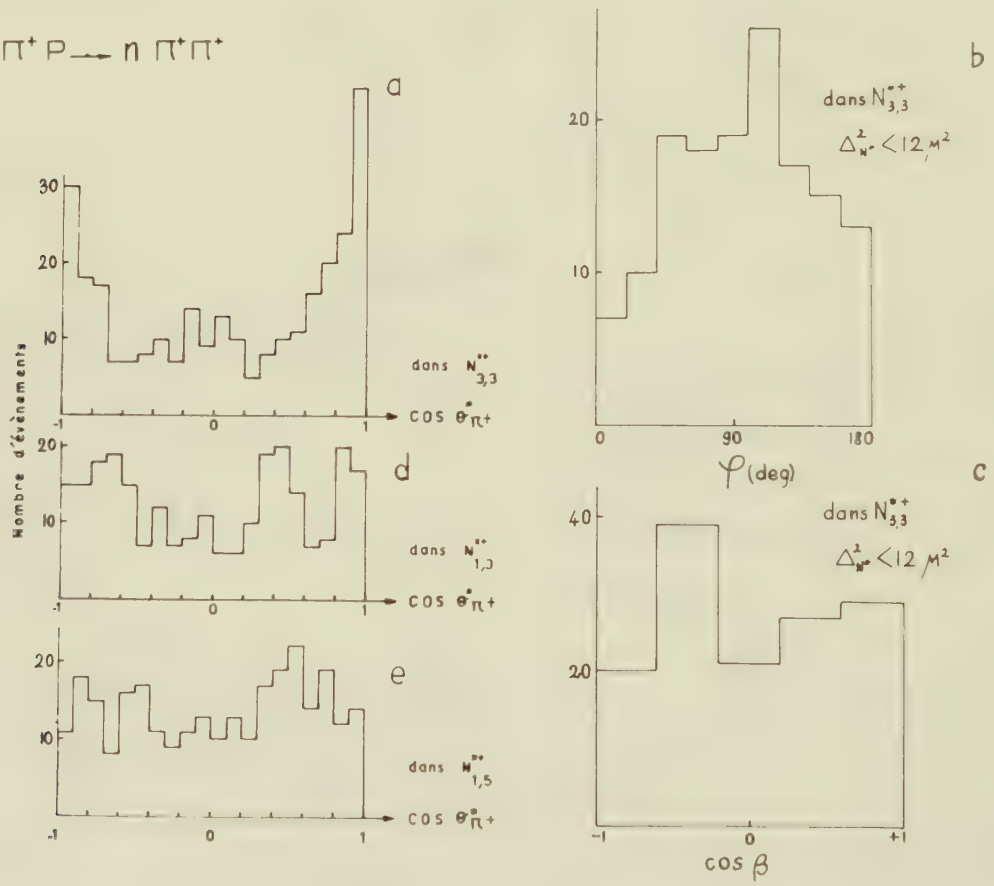


Figure 27 - a) Distribution angulaire du π^+ dans le système du centre de masse de la réaction : $\pi^+p \longrightarrow \pi^+N_{33}^{*+}$ (1 236 MeV)
b) Distribution de φ dans la réaction $\pi^+p \longrightarrow \pi^+N_{33}^{*+}$ pour $\Delta^2_{N^*} < 12\,\mu$
c) Distribution de cosθ dans la réaction $\pi^+p \longrightarrow \pi^+N_{33}^{*+}$ pour $\Delta^2_{N^*} < 12\,\mu$
d) Distribution angulaire du π^+ dans le système du centre de masse de la réaction : $\pi^+p \longrightarrow \pi^+N_{13}^{*+}$ (1 518 MeV)
e) Distribution angulaire du π^+ dans le système du centre de masse de la réaction : $\pi^+p \longrightarrow \pi^+N_{15}^{*+}$ (1 688 MeV)

Les figures 26 b, 26 c, 27 b et 27 c montrent les distributions angulaires de désintégration de $N_{33}^{*+} \longrightarrow p\,\pi^o$ et $N_{33}^{*+} \longrightarrow n\,\pi^+$, c'est-à-dire les distributions en φ et cos θ. Les angles φ et θ ont été définis au § D. 1) c).

A cause de la faible valeur de la section efficace de production de N^{*++}_{33}, nous pouvons seulement dire que les résultats ne sont pas en contradiction avec ceux de N^{*++}_{33} ; par conséquent les conclusions du § A seront les mêmes ici.

3) - Etude des isobares N^{*+}_{13} et N^{*+}_{15}

Les masses observées de ces isobares sont respectivement 1 510 MeV et 1 680 MeV ; elles sont très compatibles avec les valeurs admises [13]. Leurs sections efficaces de création sont

$$\sigma = 0,36 \pm 0,04 \text{ mb} \quad \text{et} \quad \sigma = 0,47 \pm 0,05 \text{ mb}$$

Ces valeurs sont très imprécises, car elles proviennent d'un spectre de masse effective où chaque événement est porté deux fois. Cependant nous avons vérifié que les deux pics attribués aux isobares N^{*+}_{13} et N^{*+}_{15} ne sont pas le reflet l'un de l'autre, ni celui de l'isobare N^{*+}_{33}.

Ces deux isobares ne sont pas créés de préférence pour de faibles valeurs de $\Delta^2_{N^*}$ (soit une émission du π^+ vers l'avant) et par conséquent ne sont pas décrits par le modèle périphérique (Figures 27 d et 27 e).

CHAPITRE III

ÉTUDE DE LA CRÉATION DE PLUSIEURS π

Les réactions étudiées sont les suivantes :

$$\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \quad (1)$$

$$\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ k \pi^o , \; k > 1 \quad (2)$$

$$\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^o \quad (3)$$

$$\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \gamma \quad (4)$$

Les résultats seront comparés à ceux obtenus avec des π^- de même énergie, en particulier dans les réactions

$$\pi^- p \longrightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^- \quad (5)$$

$$\pi^- p \longrightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^o \quad (6)$$

Les spectres de masse effective mettront les résonances en évidence. Avec les π^+ de 1,6 GeV/c, nous étudierons essentiellement l'isobare $N_{33}^{*++} \longrightarrow p \pi^+$ (1 236 MeV), et le méson η^o ; nous vérifierons les valeurs de la masse et de la largeur de ces résonances ; nous déterminerons leur section efficace de production à 1,6 GeV/c ; nous évaluerons les rapports de branchement des différents modes de désintégration du η^o et rechercherons quel est le mécanisme de création de plusieurs π.

A - ETUDE DES SPECTRES DE MASSE EFFECTIVE

1) - Réaction $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (1)

Le spectre de masse effective $(p \pi^+)$(Figure 28 a) montre un très grand pic au dessus de l'espace de phase normalisé au fond : c'est l'isobare $N^{*++} \longrightarrow p \pi^+$ (1 236 MeV). Le spectre de masse effective $(p \pi^-)$(Figure 28 c) ne montre pas d'accident hors de l'espace de phase normalisé au nombre total des événements de la réaction (1) ; il en est de même pour le spectre de masse effective $\pi^+ \pi^+$.

Le spectre de masse effective $(\pi^+ \pi^-)$(Figure 28 d) présente une bosse hors de l'espace de phase normalisé à la totalité des événements ; cette bosse est située entre 650 MeV et 750 MeV. Chaque événement figure deux fois sur ce spectre de masse effective. La bosse observée pourrait représenter une partie du ρ tronqué par la limite supérieure de l'espace de phase. Mais la même anomalie existe dans le spectre de masse effective $(\pi^+ \pi^-)$ obtenu à partir des réactions $\pi^- p \longrightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$ [2] ; dans ce dernier cas, chaque événement n'est porté qu'une seule fois sur le diagramme et le ρ ne peut être observé. Il semble donc que cette bosse est plutôt le reflet de l'isobare N_{33}^{*++} (*). Le spectre de masse effective $(p \pi^+ \pi^-)$ qui ne figure pas ici, présente un pic autour de 1 700 MeV ; c'est le reflet de l'isobare N_{33}^{*++}, comme c'était le cas du spectre de masse effective $(p \pi^- \pi^-)$ dans les interactions $\pi^- p$ à 1,6 GeV/c [2]. Ceci peut être constaté à l'aide de la courbe à l'intérieur de laquelle doivent se trouver les points expérimentaux lorsque M $(p \pi^+)$ est porté en abscisses et $M_{p\pi^\pm\pi^-}$ en ordonnées. En effet une concentration de points dans la région 1 160 MeV < $M_{p\pi^+}$ < 1 300 MeV entraîne une concentration de points dans la région $M_{p\pi^\pm\pi^-}$ voisine de 1 700 MeV.

(*) L'énergie disponible avec les π^+ de 1,6 GeV/c n'est pas suffisante pour observer la création associée de l'isobare N_{33}^* et du ρ^+ [15, 39, 40, 41].

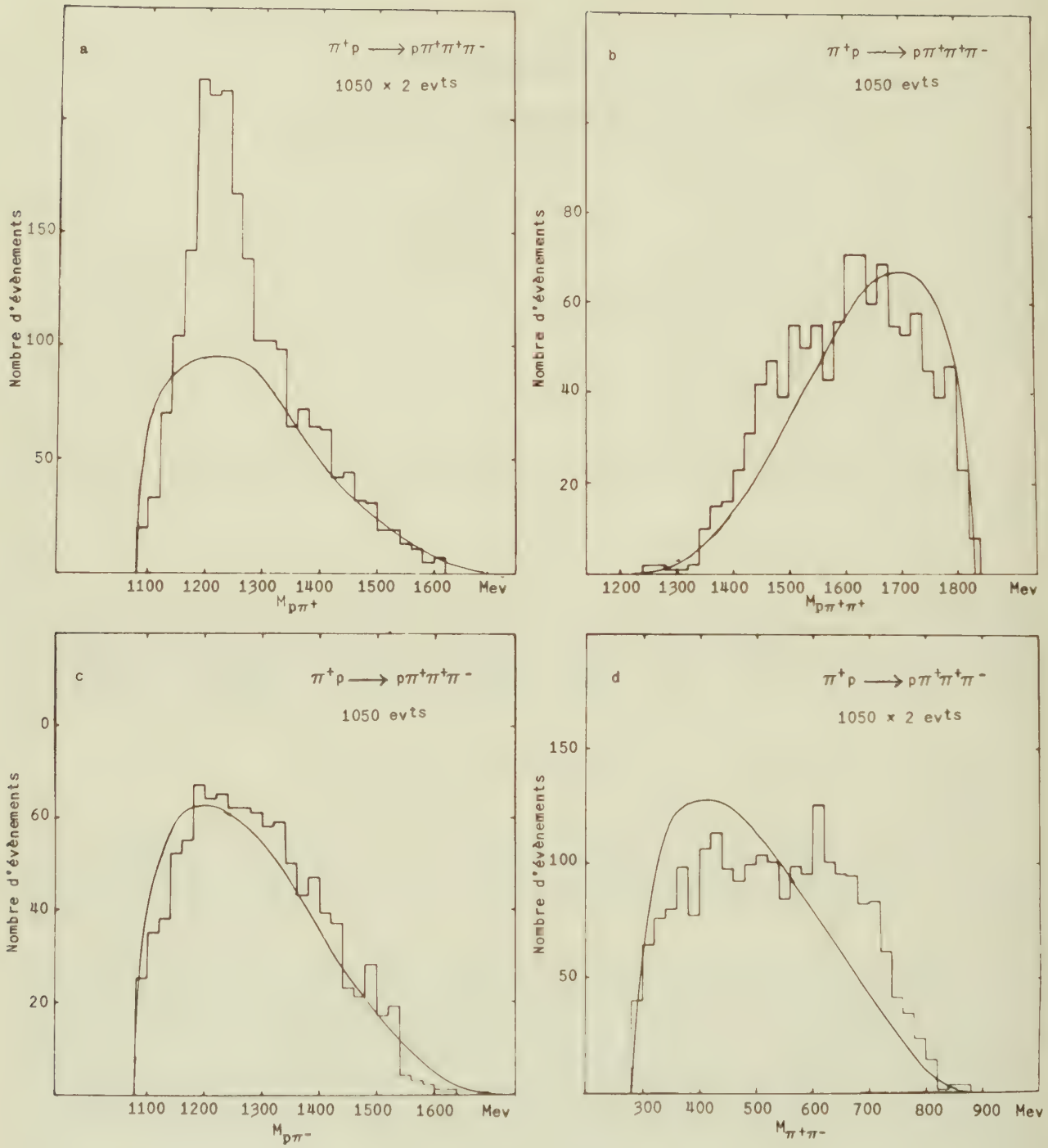


Figure 28 - Spectres de masse effective dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\,\pi^+\,\pi^+\,\pi^-$

a) Spectre de masse effective ($p\,\pi^+$)
b) Spectre de masse effective ($p\,\pi^+\,\pi^+$)
c) Spectre de masse effective ($p\,\pi^-$)
d) Spectre de masse effective ($\pi^+\,\pi^-$)

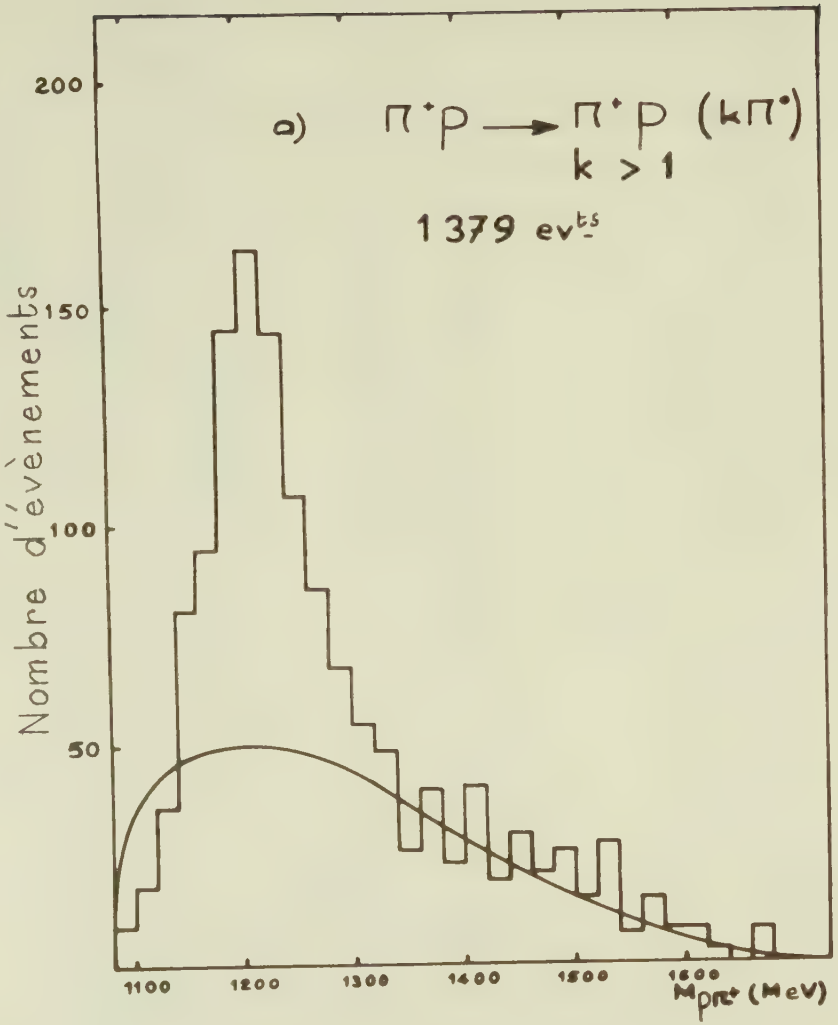
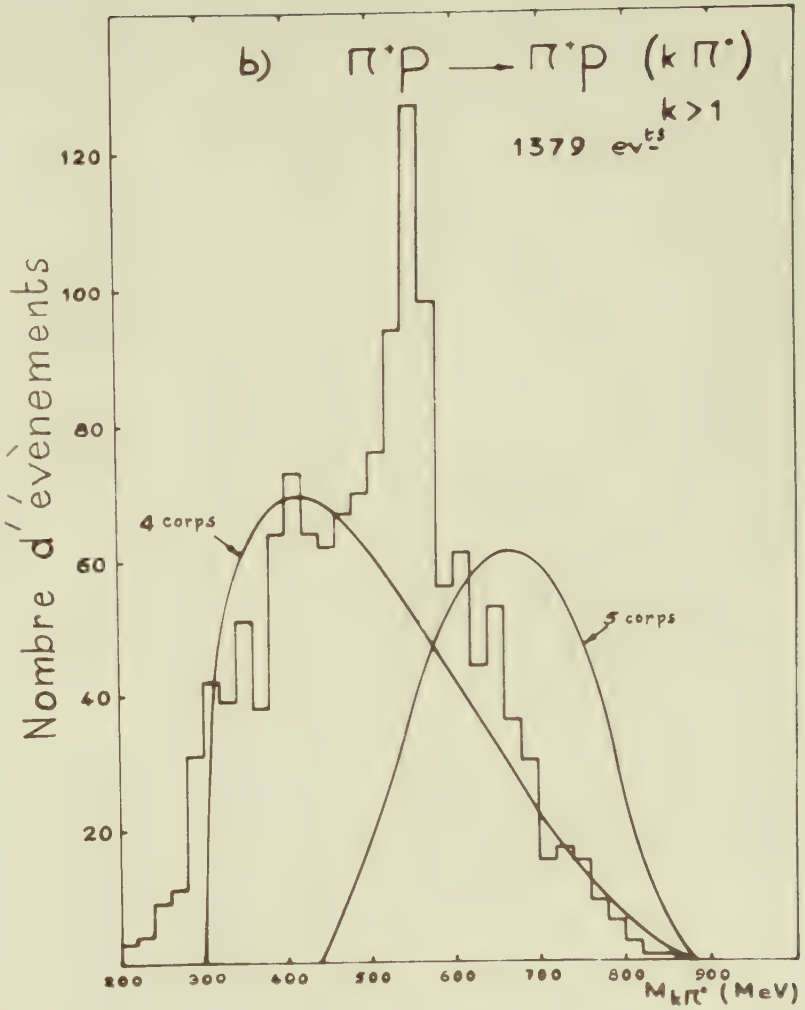
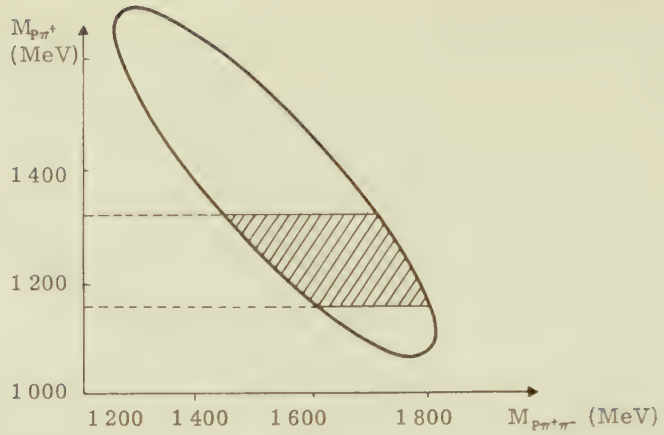


Figure 29 - a) Spectre de masse effective (p π^+) dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\,\pi^+ k\,\pi^o$



b) Spectre de masse manquante dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\,\pi^+ k\,\pi^o$



Le spectre de masse effective ($\pi^+ \pi^+ \pi^-$) présente un excès d'événements hors de l'espace de phase autour de 970 MeV qui est expliqué comme ci-dessus par un reflet de l'isobare N_{33}^{*++}.

Le spectre de masse effective ($p \pi^+ \pi^+$) ne montre pas de pic significatif par rapport à l'espace de phase normalisé à la totalité des événements (Figure 28 b). En particulier, nous n'observons pas le pic de 1 550 MeV signalé dans l'expérience de π^+ à 3,65 GeV/c [42].

2) - Réaction $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ k \pi^o$ (2)

Sur la figure 29, on peut observer le pic de l'isobare N_{33}^{*++} autour de 1 236 MeV dans le spectre de masse effective ($p \pi^+$) et le pic du méson η^o autour de 550 MeV dans le spectre de masse manquante.

L'absence d'événements à 6 branches dans les interactions $\pi^+ p$ à 1,6 GeV/c montre qu'il y a très peu d'événements $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ k \pi^o$ avec $k \geqslant 4$.

Les courbes d'espace de phase des réactions $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^o \pi^o$ et $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^o \pi^o \pi^o$, tracées sur la figure 29 b montre qu'en dessous du pic du η^o la plupart des événements appartient à la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^o \pi^o$. Mais naturellement, les réactions (2) ne peuvent être distinguées des réactions $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ k \gamma$ avec $k > 1$. Donc la contamination provenant de ces dernières réactions n'est pas négligeable, puisque on sait que le rapport de branchement

$$\frac{\eta^o \longrightarrow 2 \gamma}{\eta^o \longrightarrow \pi^o \pi^o \pi^o}$$

est de l'ordre de 1.

3) - Réaction $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^o$ (3)

Le spectre de masse effective ($p \pi^+$) montre un pic qui représente l'isobare N_{33}^{*++} ; celui de la masse effective ($\pi^+ \pi^- \pi^o$) montre deux pics correspondant aux mésons η^o et ω^o (Figure 30).

Tous les autres spectres de masse effective obtenus en groupant les particules par 2, 3 ou 4 ne montrent pas d'écart sensible avec l'espace de phase, en dehors de ceux qui sont des reflets de l'isobare N_{33}^{*++} ou des mésons η^o et ω^o.

4) - Réaction $\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \gamma$ (4)

Les événements de ce type de réaction sont difficiles à détecter. En effet, après les calculs de cinématique, un certain nombre d'événements peut être classé à la fois dans les réactions (1) et (4) ou à la fois dans les réactions (3) et (4) avec des probabilités comparables. Ceci vient essentiellement du fait qu'on commet une erreur assez grande sur la masse manquante et que dans la réaction (4) la particule neutre a une masse nulle. Nous avons essayé de classer les événements de cette réaction (4) suivant la méthode utilisée pour l'étude des interactions $\pi^+ d$ [43]. Deux cas sont à considérer :

1° - les événements sont compatibles avec les réactions (1) et (4).

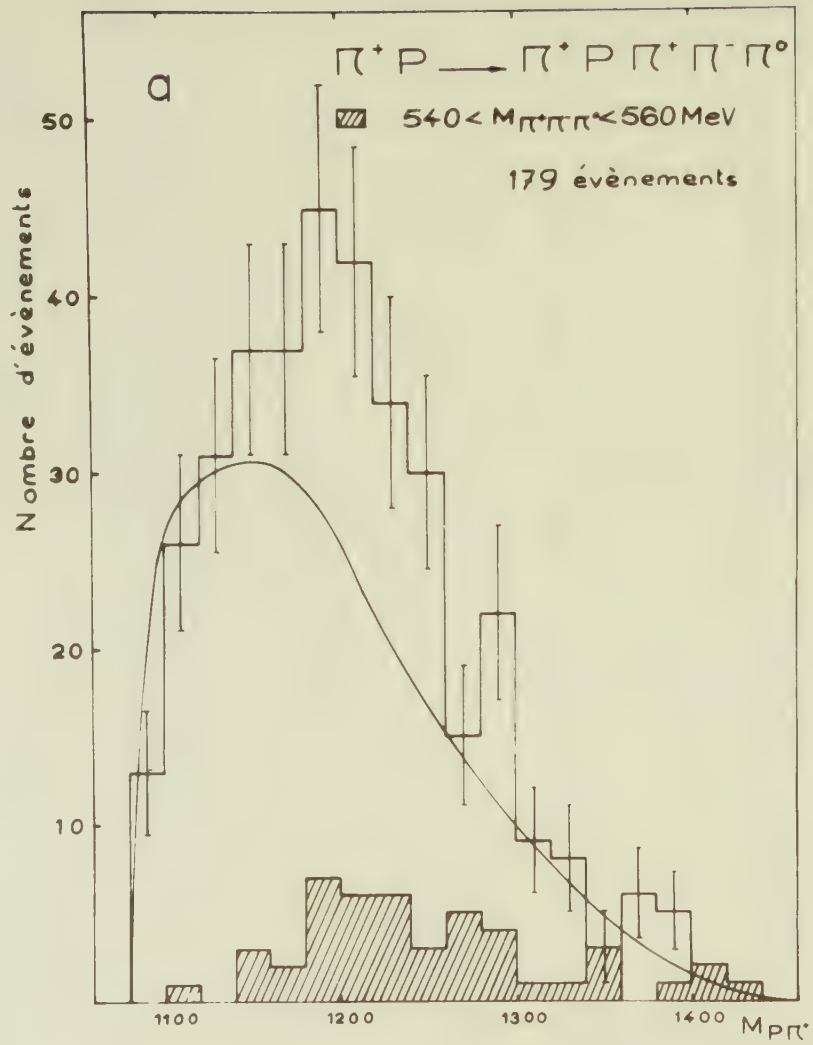
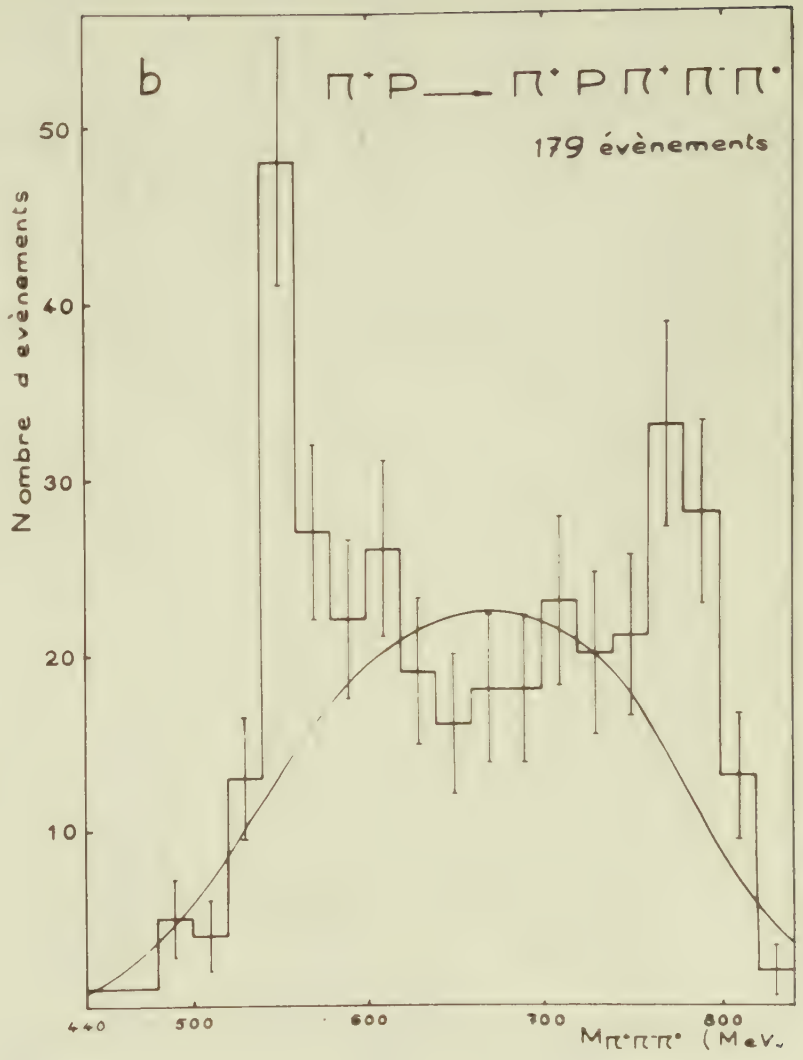


Figure 30 - a) Spectre de masse effective (p π^+) dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+ k\ \pi^o$



b) Spectre de masse effective ($\pi^+ \pi^- \pi^o$) dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^o$

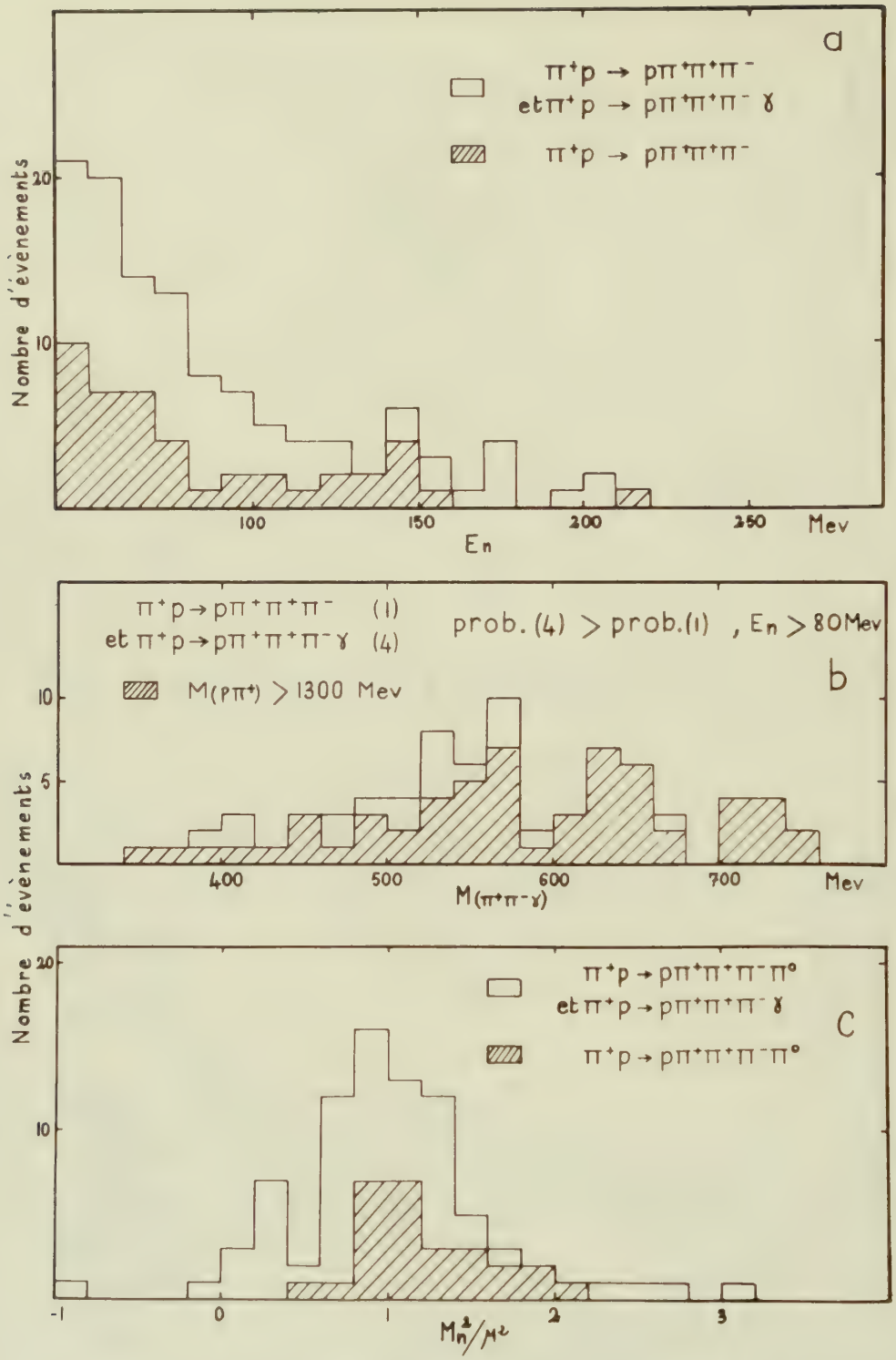


Figure 31 - a) Distribution de l'énergie manquante pour les événements appartenant aux deux réactions $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\pi^+\pi^-$ et $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\pi^+\pi^-\gamma$ et pour les événements appartenant à la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\pi^+\pi^-$ seule

b) Spectre de masse effective $(\pi^+\pi^-\gamma)$ pour les événements tels que $E_n > 80$ MeV et tels que la probabilité d'appartenir à la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\pi^+\pi^-$ soit supérieure à celle d'appartenir à la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\pi^+\pi^-$

c) Distribution du carré de la masse manquante pour les événements appartenant aux deux réactions $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$ et $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\pi^+\pi^-\gamma$ et pour les événements appartenant à la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$

2° - les événements sont compatibles avec la réaction (3) seule, ou la réaction (4) seule ou à la fois avec les réactions (3) et (4).

Dans le cas 1, les distributions de masse et d'énergie manquantes aux particules chargées sont concentrées autour de zéro. La figure 31 a montre la distribution d'énergie manquante au delà de 40 MeV pour les événements satisfaisant à la réaction (1) seule et pour les événements satisfaisant à la fois aux réactions (1) et (4). La distribution de masse effective ($\pi^+ \pi^- \gamma$) pour les événements dont la probabilité de satisfaire à la réaction (4) est supérieure à celle de satisfaire à la réaction (1) et dont l'énergie manquante aux particules chargées est supérieure à 80 MeV, est représentée sur la figure 31 b. La concentration d'événements autour de la masse du η^o n'est pas très significative. Nous pouvons tout au plus estimer qu'il y a, au maximum, 12 événements appartenant à la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+ \eta^o$ avec $\eta^o \longrightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$.

Dans le cas 2, deux événements appartiennent à la seule réaction (4). La distribution de masse manquante pour les événements appartenant seulement à la réaction (3) est concentrée autour de la masse du π^o. Pour les événements appartenant à la fois aux réactions (3) et (4), cette distribution est également concentrée autour de la masse du π^o (Figure 31c) ; ceci montre que dans cette catégorie, il y a très peu d'événements appartenant à la réaction (4). Parmi les événements dont la masse manquante est voisine de zéro, il y en a quatre dont la masse effective ($\pi^+ \pi^- \gamma$) est comprise entre 540 MeV et 560 MeV. Donc dans le cas 2, le nombre maximum d'événements appartenant à la réaction

$$\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+ \eta^o_{\hookrightarrow \pi^+\pi^-\gamma}$$

est de 6.

En additionnant les résultats des cas 1 et 2, on peut estimer à 18 le nombre maximum d'événements où le méson η^o produit se désintègre en $\pi^+ \pi^- \gamma$. On obtient seulement une limite supérieure de ce nombre pour les raisons suivantes : la précision des mesures de l'énergie et de la masse manquante n'est pas suffisante ; la section efficace de la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+ \eta^o_{\hookrightarrow \pi^+\pi^-\gamma}$ est peu élevée par rapport à celle de la réaction (1) en particulier ; notre statistique est donc insuffisante ; l'indiscernabilité des deux π^+ masque les accidents possibles dans les spectres de masse effective.

B - ETUDE DE L'ISOBARE N_{33}^{*++} (1 236 MeV)

1) - Section efficace de production, masse et largeur de N_{33}^{*++}

La position et la largeur du pic du spectre de masse effective ($p\ \pi^+$) des réactions (1), (2) et (3), sont :

$$M_{N^*} = 1\ 220 \pm 20 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{N^*} = 80 \pm 20 \text{ MeV}$$

Ces valeurs sont un peu plus faibles que celles qui ont été obtenues dans le cas des réactions à 3 corps (Chapitre II).

La section efficace de production de l'isobare N_{33}^{*++} a été calculée pour chacune des réactions (1), (2) et (3) en évaluant le nombre d'événements situés au dessus de la courbe d'espace de phase ; cette courbe est normalisée à la partie du spectre de masse effective ($p\ \pi^+$) située hors de l'intervalle 1 180 - 1 280 MeV. Pour la réaction (2), la courbe a été calculée en supposant que les événements appartenaient en totalité à la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\ \pi^o\ \pi^o$.

Les valeurs obtenues se trouvent dans le tableau suivant :

Réactions	σ_{N^*} (mb)
$\pi^+ p \longrightarrow N_{33}^{*++}\ \pi^+ \pi^-$	1, 3 ± 0, 1
$\longrightarrow N_{33}^{*++}$ + neutres	1, 6 ± 0, 1
$\longrightarrow N_{33}^{*++}\ \pi^+ \pi^-\ \pi^o$	0, 2 ± 0, 05

Tableau V - Section efficace de production de N_{33}^{*++}

2) Section efficace différentielle de création de N_{33}^{*++}

Nous étudierons ici la distribution en $\Delta^2_{(P\pi^+)}$ (carré du quadrivecteur énergie-impulsion transféré à l'isobare) dans le cas où l'isobare N_{33}^{*++} est créé en association avec les dipions ($\pi^+ \pi^-$) et ($\pi^o \pi^o$).

Dans la réaction (2) où seuls sont retenus les événements de masse manquante inférieure à 500 MeV, on observe une concentration vers la région des faibles valeurs de $\Delta^2_{(P\pi^+)}$; cette concentration est plus grande si on ne considère que les événements dont la masse effective ($p \pi^+$) est comprise entre 1 160 et 1 300 MeV (Figure 32 a).

Dans la réaction (1), on n'observe pas de concentration d'événements aux faibles valeurs de $\Delta^2_{(P\pi^+)}$ même en ne retenant que les événements dont la masse effective est comprise entre 1 160 et 1 300 MeV (Figure 32 b). La création de l'isobare N_{33}^{*++} est donc différente dans les deux réactions suivantes :

$$\pi^+ p \longrightarrow N_{33}^{*++} \pi^o \pi^o$$

$$\longrightarrow N_{33}^{*++} \pi^+ \pi^-$$

Ce résultat peut s'observer également sur le figure 33. Sur cette figure se trouvent des diagrammes à deux dimensions ; $\Delta^2_{(P\pi^+)}$ est porté en ordonnées ; la masse effective ($\pi^+ \pi^-$) pour la réaction (2), est portée en abscisses. L'accumulation de points de la réaction (2) obtenue, pour $\Delta^2_{(P\pi^+)} < 15\ \mu^2$, pour $M_n < 500$ MeV et pour des valeurs de la masse effective ($p \pi^+$) situées dans la bande de l'isobare N_{33}^{*++} (Figure 33 b), disparaît lorsque la masse effective ($p \pi^+$) est située hors de l'isobare N_{33}^{*++} (Figure 33 a). Si la réaction $\pi^+ p \longrightarrow N_{33}^{*++} \pi^o \pi^o$ était périphérique, la réaction $\pi^+ p \longrightarrow N_{33}^{*++} \pi^+ \pi^-$ le serait également, ce qui n'est pas le cas ici. Nous n'avons donc pas actuellement d'explication pour cette différence de comportement entre les deux réactions.

Notons toutefois qu'un certain nombre d'événements classés dans la réaction (2) appartient à la réaction :

$$\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ k \gamma$$

Par conséquent les distributions relatives à la réaction $N_{33}^{*++} \pi^o \pi^o$ peuvent être contaminées.

C - ETUDE DU MESON η^o

1) - Section efficace totale de production, masse et largeur du η^o

Le méson η^o est créé dans les réactions (2) et (3). Dans la réaction (2) la masse et la largeur déterminées à partir de la figure 29 b sont

$$M_{\eta^o} = 550 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\eta^o} = 60 \text{ MeV}$$

Dans la réaction (3), on obtient (figure 30 b)

$$M_{\eta^o} = 550 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\eta^o} = 20 \text{ MeV}$$

La valeur de M_{η^o} est en accord avec la valeur admise [13]. La largeur de η^o est beaucoup plus grande dans la réaction (2) que dans la réaction (3), car la mesure de la masse manquante est plus imprécise que celle de la masse effective $\pi^+ \pi^- \pi^o$ où un ajustement cinématique est effectué. La largeur de 20 MeV trouvée dans la réaction (3) est de l'ordre de grandeur de la résolution expérimentale.

La section efficace de création du η^o dans les réactions (2) et (3) est calculée à l'aide du nombre d'événements situés au dessus de la courbe d'espace de phase normalisée au fond. Pour la réaction (4), comme cela a été indiqué plus haut, seule une limite supérieure de la section efficace a pu être calculée.

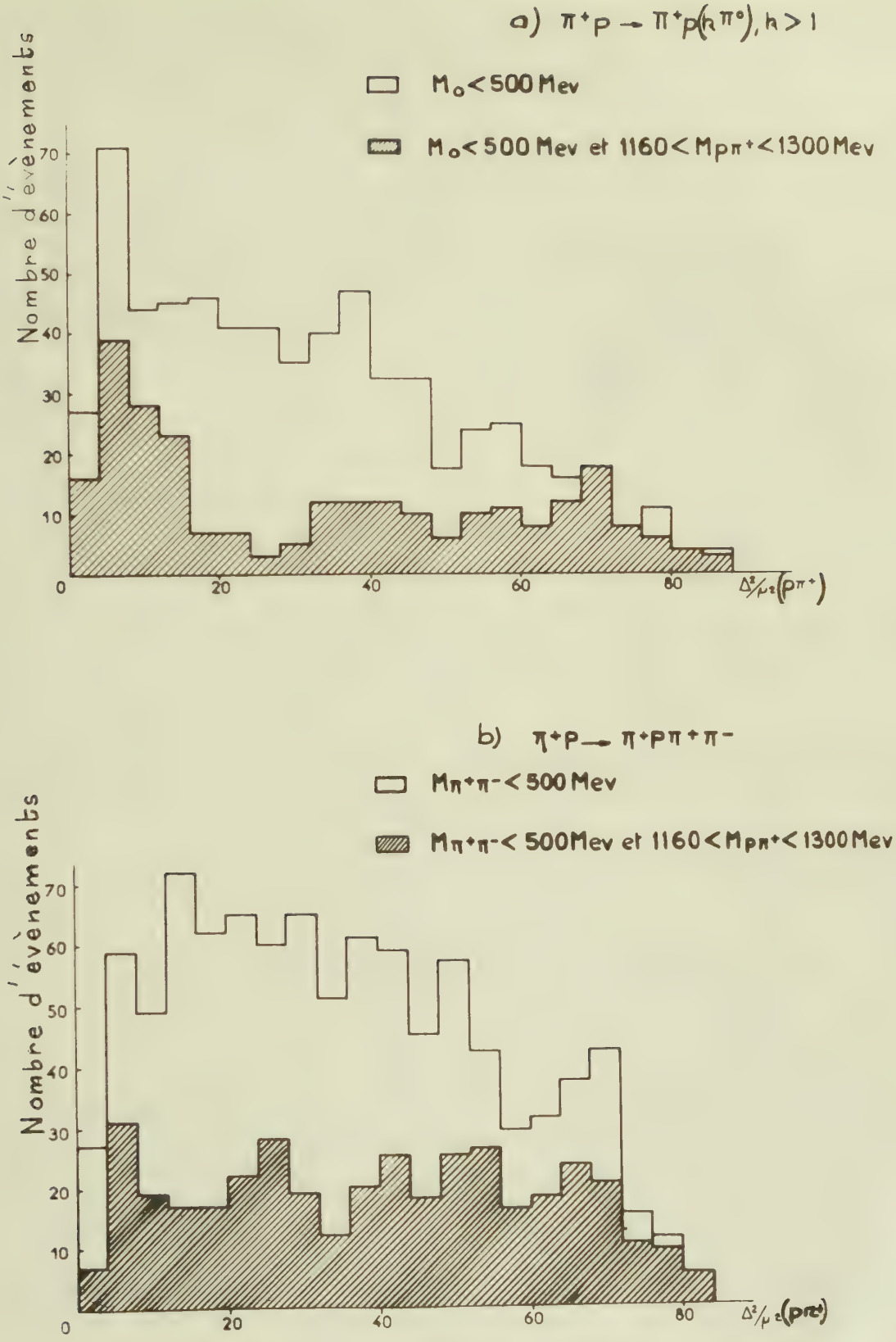


Figure 32 - Distribution du carré du quadrivecteur transféré à l'isobare dans les réactions :
a) $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+ k\ \pi^\circ$ b) $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+ \pi^+ \pi^-$

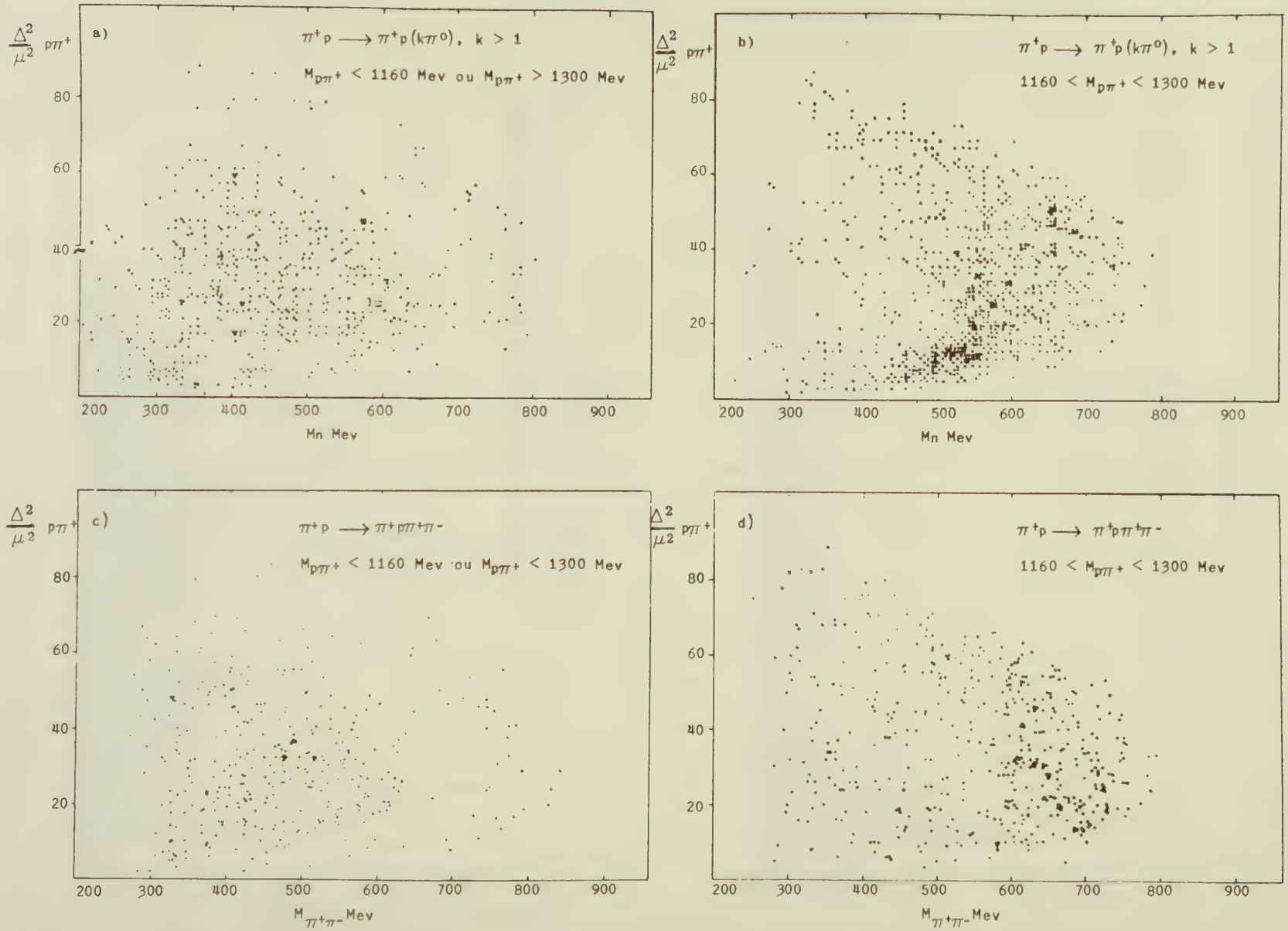


Figure 33 - Diagrammes à double entrée donnant le carré du quadri-moment transféré à l'isobare N_{33}^{*++} en fonction de :

a) et b) la masse manquante dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\, \pi^+\, k\, \pi^o$ c) et d) la masse du dipion $(\pi^+ \pi^-)$ dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\, \pi^+\, \pi^+\, \pi^-$

Réactions	Mode de désintégration du η^o	mb
$\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ +$ neutres	$\eta^o \longrightarrow$ neutres	0, 43 ± 0, 05
$\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^o$	$\eta^o \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^o$	0, 12 ± 0, 02
$\pi^+ p \longrightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \gamma$	$\eta^o \longrightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$	< 0, 05

Tableau VI - Section efficace de création de η^o à 1, 6 GeV/c

2) - Rapports de branchement de différents modes de désintégration de η^o

Les valeurs des sections efficaces données dans le tableau VI permettent de déterminer les rapports de branchement de certains modes de désintégration du η^o et de les comparer avec ceux provenant d'autres expériences [43, 44, 45].

	π^+ 1, 6 GeV/c	π^+ d de 650 à 900 MeV	Crawford et al.	Valeur admise [13]
$\eta^o \longrightarrow \pi^+ \pi^- \gamma / \eta^o \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^o$	< 0, 4	0, 73 ± 0, 25	0, 30 ± 0, 06	0, 22
$\eta^o \longrightarrow$ neutres$/ \eta^o \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^o$	3, 5 ± 0, 5 (*)	3, 8 ± 1, 1		2, 8
$\eta^o \longrightarrow$ neutres$/ \eta^o \longrightarrow$ chargées		2, 2 ± 0. 35		2, 3

Tableau VII - Rapports de branchement de différents modes de désintégration de η^o

Nos résultats sont en accord avec ceux des autres expériences, excepté le rapport

$$\frac{\eta^o \longrightarrow \pi^+ \pi^- \gamma}{\eta^o \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^o}$$

qui est différent de celui obtenu avec les π^+ de 650 à 900 MeV dans le deutérium [43].

3) - Production associée N_{33}^{*++} - η^o

Le diagramme à double entrée de la figure 34 montre que dans la réaction (2), le méson η^o et l'isobare N_{33}^{*++} sont créés en association. En effet, on constate une importante accumulation des points dans la région où la masse manquante est comprise entre 520 MeV et 580 MeV et la masse effective $(p \pi^+)$ est comprise entre 1 160 MeV et 1 300 MeV.

Il y a également création associée N_{33}^{*++} et η^o dans la réaction (3). On peut le constater sur la figure 30 a : la plupart des événements dont la masse effective $(\pi^+ \pi^- \pi^o)$ est comprise entre 540 MeV et 560 MeV se trouvent dans la région de masse effective $(p \pi^+)$ comprise entre 1 160 MeV et 1 300 MeV.

Dans la réaction (2) comme dans la réaction (3), nous estimons que 70 % des η^o créés sont associés à l'isobare N_{33}^{*++}. Ainsi la section efficace de la réaction

$$\pi^+ p \longrightarrow N_{33}^{*++} \eta^o$$

est

$$\sigma = 0, 42 \text{ mb}$$

La distribution de cos θ^* (θ^* étant l'angle entre l'isobare et le π^+ incident dans le système du centre de masse) pour la réaction ci-dessus se trouve sur la figure 35. L'isobare est émis de préférence vers l'arrière, mais sans que le processus puisse être dit périphérique. Si cette réaction était périphérique, la conservation des nombres quantiques ne permettrait que l'échange d'un méson A_2. L'énergie des π^+ incidents n'est pas suffisante pour que nos résultats puissent être comparés au modèle d'échange d'un A_2. En effet, à plus haute énergie la distribution du carré du quadrivecteur transféré à l'isobare dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow N_{33}^{*++} \eta^o$ [40] ou au neutron dans la réaction $\pi^- p \longrightarrow \eta^o n$ [46] est beaucoup plus périphérique. En particulier, un modèle combinant l'échange d'un méson A_2 et d'une trajectoire de Regge donne une bonne représentation de la réaction $\pi^- p \longrightarrow \eta^o n$ entre 3 et 18 GeV/c [46].

(*) Cette erreur est statistique, donc très sous estimée

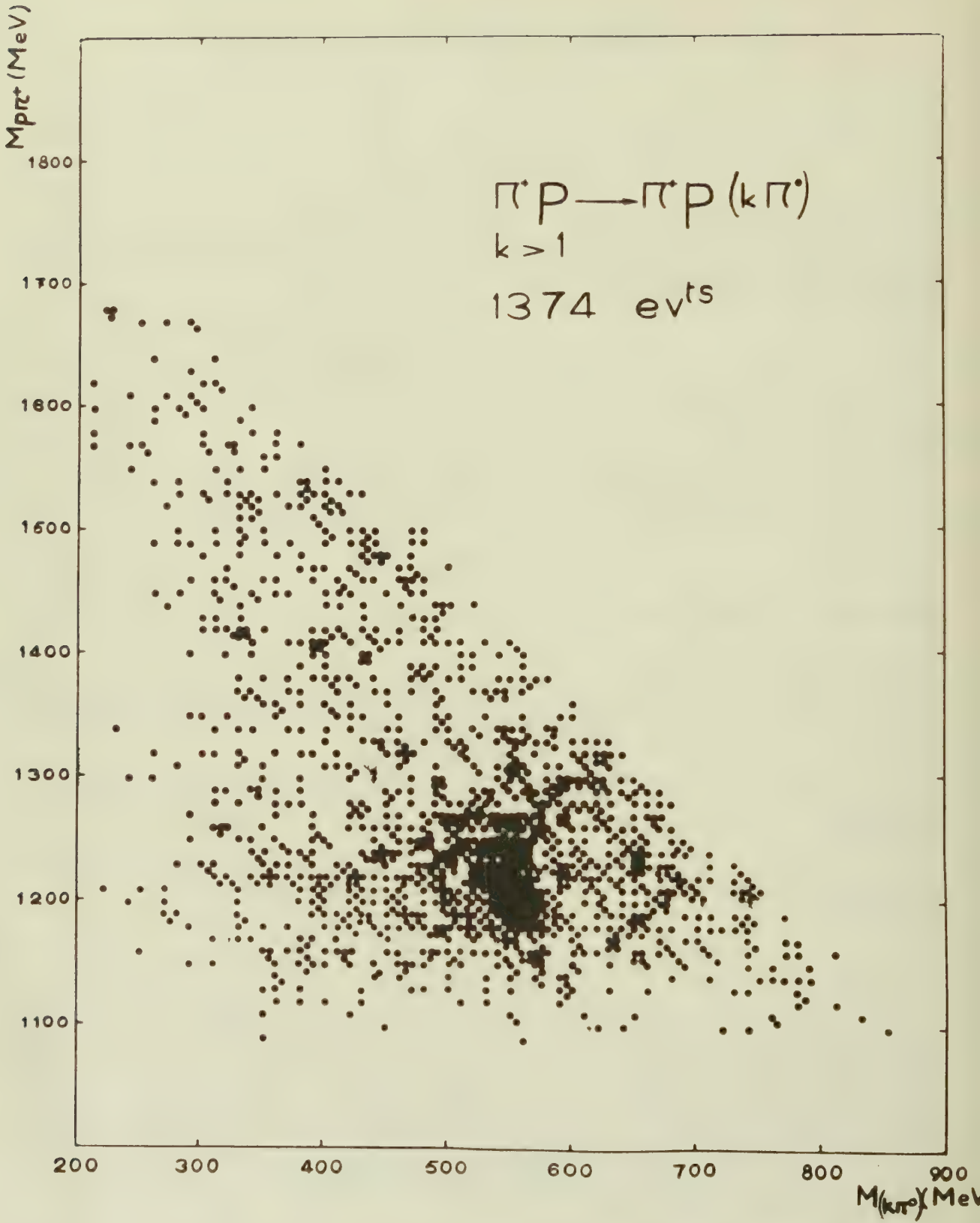


Figure 34 - Distribution angulaire du complexe ($p\,\pi^+$) dans le système du centre de masse de la réaction
a) $\pi^+ p \longrightarrow p\,\pi^+ k\,\pi^o$ b) $\pi^+ p \longrightarrow p\,\pi^+ \pi^- \pi^o$

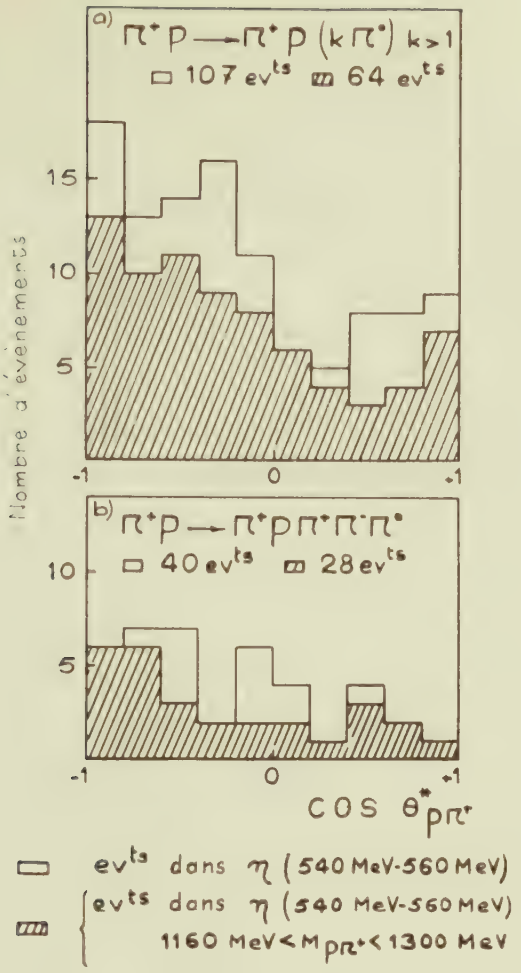


Figure 35

D - ETUDE DU MESON ω°

Le méson ω° se décomposant en particules chargées est observé dans la réaction (3) (Figure 30b) ; il n'est pas observé dans la réaction (2) (Figure 29 b) où il se décomposerait en particules neutres. Ceci est explicable puisque le rapport de branchement

$$\frac{\omega^\circ \longrightarrow \text{neutres}}{\omega^\circ \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\circ}$$

est de l'ordre de 0,1.

La masse de ω° déterminée à partir de la figure 30 b est 780 ± 20 MeV. Cette valeur est compatible avec celle qui est admise : 782,8 MeV [13].

La section efficace obtenue pour la réaction $\pi^+ p \longrightarrow p\ \pi^+\ \pi^\circ$ est

$$\sigma = 0,10 \pm 0,02 \text{ mb}$$

Dans cette réaction, l'énergie disponible dans le système du centre de masse général permet à la masse effective ($p\ \pi^+$) de prendre des valeurs comprises entre 1 080 MeV et 1 190 MeV. Par conséquent, on ne peut pas observer de production associée N_{33}^{*++} ω°.

CONCLUSION

Dans les interactions $\pi^+ p$ à 1,6 GeV/c où un ou plusieurs mésons π sont créés, nous avons essentiellement observé la production de l'isobare N^*_{33} (1 236 MeV) et des mésons ρ^+, η^o et ω^o.

1°/ Dans les réactions où un seul π est créé, le méson ρ^+ et l'isobare N^*_{33} sont émis de préférence avec de faibles valeurs de Δ^2, carré du quadrivecteur énergie - impulsion transféré, soit au nucléon, soit à l'isobare. Ceci a suggéré que ces résonances étaient créées périphériquement.

A - Dans le cas du ρ^+ les critères de validité du modèle périphérique avec échange d'un méson π se sont montrés satisfaisants.

La courbe de section efficace de diffusion élastique $\sigma_{\pi\pi}(\omega^2)$, calculée à l'aide de la formule de Chew et Low présente un maximum de 82 mb ; elle est tout à fait analogue à celles obtenues dans d'autres expériences.

La distribution angulaire de diffusion élastique $\pi^+\pi^o$ dans la région de masse effective $(\pi^+\pi^o)$ voisine de celle du ρ, présente un fond très important contrairement au résultat attendu pour une résonance de spin 1. Pour les événements correspondant à ce fond, le pic du ρ^+ est déplacé vers 700 MeV. D'autre part, la distribution angulaire relative à la partie gauche du ρ est différente de celle qui est relative à la partie droite. Ces particularités du ρ^+ sont dues probablement à des interférences entre les processus de création du ρ^+ et de l'isobare N^*_{33}.

La distribution de $\frac{d\sigma}{d\Delta^2}$ est compatible avec la courbe théorique calculée sur les bases du modèle périphérique modifié par les effets d'absorption. Ce dernier modèle donne également une bonne représentation de la distribution de α_{TY}, de l'angle de Treiman-Yang et de la corrélation entre α_{TY} et $\cos\theta_{\pi\pi}$.

L'étude du dipion $(\pi^+\pi^+)$ (état pur I = 2) a confirmé que le modèle périphérique avec échange d'un méson π était prédominant dans la réaction $\pi^+ p \longrightarrow n\ \pi^+\pi^+$. La section efficace de diffusion $\pi\ \pi$ est en bon accord avec celle provenant d'autres expériences. La forme de la distribution angulaire de diffusion $\pi\pi$ n'est pas en contradiction avec la présence d'une onde D non négligeable pour des masses de dipion $(\pi^+\pi^+)$ supérieures à 700 MeV.

B - Dans le cas de N^*_{33}, il a été prévu théoriquement que le processus de création était périphérique avec échange d'un méson ρ. La distribution expérimentale de $\frac{d\sigma}{d\Delta^2}$ n'est compatible ni avec la courbe théorique calculée avec un facteur de forme arbitraire, ni avec la courbe théorique calculée en tenant compte des effets d'absorption. Ce désaccord se retrouve dans toutes les expériences où N^*_{33} est étudié. Par contre, les distributions angulaires de désintégration de N^*_{33} sont tout à fait en accord avec les prévisions du modèle périphérique modifié par les effets d'absorption.

Dans la création d'un seul méson π, les résultats obtenus permettent donc de dire que la contribution du modèle périphérique modifié par les effets d'absorption est importante, mais que des effets tels que les interférences, entre les processus de production du ρ^+ et de l'isobare N^*_{33} ou la contribution de processus non périphériques ne sont pas négligeables.

2°/ Dans les réactions où plusieurs π sont créés, nous avons observé l'isobare N^*_{33} (1 236 MeV) et les mésons η^o et ω^o. La création de l'isobare N^{*++}_{33} en association avec le dipion $(\pi^o\pi^o)$ est périphérique alors qu'elle ne l'est pas lorsque l'isobare N^{*+}_{33} est associé au dipion $(\pi^+\pi^-)$.

L'étude de différents modes de désintégration du η^o a permis l'évaluation des rapports de branchement suivants :

$$\frac{\eta^o \longrightarrow \text{neutres}}{\eta^o \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^o} = 3,5 + 0,5$$

$$\frac{\eta^o \longrightarrow \pi^+ \pi^- \gamma}{\eta^o \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi} \cdot 0,4$$

D'autre part, nous avons montré que 70 % des mésons η^o étaient associés à l'isobare N^*_{33}.

Dans les interactions $\pi^+ p$ à 1,6 GeV/c nous avons pu remarquer qu'il y avait une assez forte proportion de réactions à deux corps (l'un des deux corps ou les deux se désintégrant ensuite en plusieurs particules). D'autres expériences ont montré que cette proportion augmentait avec l'énergie incidente des π. Il serait donc intéressant d'étudier ces réactions dans un domaine d'énergie plus élevée.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Collaboration Saclay-Orsay-Bari-Bologna - Nuovo Cimento, *22*, 1310 (1961) ;

[2] Collaboration Saclay-Orsay-Bari-Bologna - Nuovo Cimento, *25*, 365 (1962) ; Nuovo Cimento, *29*, 515 (1963) ;

[3] G.F. CHEW et F.F. LOW - Phys. Rev., *113*, 1640 (1959) ;

[4] F. SELLERI - Phys. Letters, *3*, 76 (1962) ; E. FERRARI et F. SELLERI - Nuovo Cimento, *27*, 1450 (1963) ;

[5] L. STODOLSKY et J.J. SAKURAI - Phys. Rev. Letters, *11*, 90 (1963) ;

[6] A. DAUDIN, M.A. JABIOL, C. KOCHOWSKI, C. LEWIN, A. ROGOZINSKI, S. MONGELLI, V. PICCIARELLI, A. ROMANO, P. WALOSCHEK - Nuovo Cimento, *33*, 1300 (1964) ;

[7] P. DARONIAN - Thèse 3e cycle, Orsay 1965 ;

[8] W.G. MOORHEAD - Rapport CERN 60-33 ;

[9] R. BOCK - Rapports CERN 60-30 et 61-29 ;

J.P. BERGE, F.T. SOLMITZ, H.D. TAFT - Rapport UCRL 9097 ;

[10] A. STIRLING - Thèse, Orsay 1965 ;

[11] NGUYEN HUU KHANH et C. OUANNES - Laboratoire Joliot-Curie, Rapport Interne ;

[12] P. EBERHARD et M. PRIPSTEIN - Phys. Rev. Letters, *10*, 351 (1963) ;

[13] A.H. ROSENFELD, A. BARBARO-GALTIERI, W.H. BARKAS, P.L. BASTIEN, J. KIRZ ET M. ROSS - Rapport UCRL 8030 ;

[14] M.H. ROSS et G.L. SHAW - Phys. Rev. Letters, *12*, 627 (1964) ;

D.D. CARMONY, D.N. HOA, R.L. LANDER, N.H. XUONG et P. YAGER - Conférence Internationale de Physique des Hautes Energies, Dubna 1964 ;

[15] F.E. JAMES - University of Yale, Ph. D. Thésis 1965 ;

[16] NGUYEN HUU KHANH- Thèse, Orsay 1965 ;

[17] S.B. TREIMAN et C.N. YANG - Phys. Rev. Letters, *8*, 140 (1962) ;

[18] Collaboration Saclay-Orsay-Bari-Bologna - Nuovo Cimento, *35*, 713 (1965) ;

[19] N.R. FRAZER et J. FULCO - Phys. Rev. Letters, *2*, 365 (1959) ; Phys. Rev., *115*, 1763 (1959); Phys. Rev., *117*, 1609 (1960) ;

[20] A.R. ERWIN, R. MARCH, W.D. WALKER, E. WEST - Phys. Rev, Letters, *6*, 628 (1961) ; Conférence Internationale d'Aix-en-Provence 1961 ;

[21] J.P. BATON et J. REIGNIER - Nuovo Cimento, *36*, 1149 (1965) ;

J. NAISSE et J. REIGNIER - Foertschritte der Physik, *12*, 523 (1965) ;

[22] C. OUANNES - Thèse, Orsay 1964 ;
Collaboration Saclay-Orsay-Bari-Bologne - Nuovo Cimento, *37*, 361 (1965) ;

[23] Collaboration Saclay-Orsay-Bari-Bologna - Nuovo Cimento, *35*, 1 (1965);

[24] V. HAGOPIAN, W. SELOVE, J. ALITTI, J.P. BATON, M. NEVEU-RENE - Phys. Rev. Letters, *14*, 1077 (1965) ;

[25] J.D. JACKSON - Rev. of Mod. Phys., *37*, 484 (1965) ;

[26] J.D. JACKSON, H. PILKUHN - Nuovo Cimento, *33*, 906 (1964) ;

[27] K. GOTTFRIED et J.D. JACKSON - Phys. Letters, *8*, 114 (1964) ; Nuovo Cimento, *33*, 309 (1964) ;

J.D. JACKSON - Nuovo Cimento, *34*, 1644 (1964) ;

[28] K. GOTTFRIED et J.D. JACKSON - Nuovo Cimento, *34*, 735 (1964) ;

J.D. JACKSON, J.T. DONOHUE, K.GOTTFRIED, R.KEYSER, B.E.Y. SVENSSON - Phys.Rev., *139*, B428 (1965) ;

[29] M. JACOB et G.C. WICK - Annals of Physics *7*, 404 (1959) ;

[30] Programme écrit par R. KEYSER - CERN ;

[31] Aachen-Berlin-Birmingham-Bonn-Hamburg-London-München Collaboration - Nuovo Cimento, *34*, 495 (1964) ;

[32] Aachen-Berlin-CERN- Collaboration - Phys. Letters, *12*, 356 (1964) ; Phys. Letters, *18*, 351 (1965) ;

[33] Aachen-Birmingham-Bonn-Hamburg-London-München Collaboration - Nuovo Cimento, *31*, 485 (1964) ;

[34] A. DAUDIN, M.A. JABIOL, C. KOCHOWSKI, C. LEWIN, F. SELLERI, S. MONGELLI, A. ROMANO, P. WALOSCHEK - Phys. Letters, *7*, 125 (1963) ;

[35] Collaboration Saclay-Orsay-Bari-Bologna - Phys. Letters, *13*, 341 (1964) ;

[36] M. ABOLINS, D. CARMONY, DUONG N. HOA, R.L. LANDER, C. RINDFLEISCH, NGUYEN HUU XUONG - Phys. Rev. *136*, B195 (1964) ;

[37] S. GOLDHABER - Athens Topical Conference on Recently Discovered Particles, 1963, p. 92 ;

G.R. LYNCH, M. FERRO-LUZZI, R. GEORGE, Y. GOLDSCHMIDT-CLERMONT, V.P. HENRI, B. JONGEJANS, D.W.G. LEITH, F. MULLER, J.M. PERREAU - Phys. Letters, *9*, 359 (1964); Nuovo Cimento, *36*, 1101 (1965) ;

[38] N. SCHMITZ, H. PILKUHN, A.M. WETHERELL - Proceedings of the 1965 Easter School for Physicists, CERN 65-24, Vol I. ;

[39] Aachen-Berlin-Birminghan-Hamburg-London-München Collaboration - Phys. Rev., *138*, B897 (1965) ;

[40] Aachen-Berlin-CERN Collaboration - Phys. Letters *19*, 608 (1965) ;

[41] Collaboration Saclay-Orsay-Bari-Bologna Nuovo Cimento - *41*, A159 (1966) ;

[42] G. GOLDHABER, S. GOLDHABER, T.A. O'HALLORAN, B.C. SHEN - Rapport UCRL 11445 ;

G. GOLDHABER - Conference on Particle and High Energy Physics at Boulder, (Colorado), 1964 ;

[43] E. PAULI et A.MULLER - Phys. Letters, *13*, 351 (1964) ; E. PAULI - Thèse ; Strasbourg, 1965;

[44] E.C. FOWLER, F.S. CRAWFORD, Jr., L.J. LLOYD, R.A. GROSSMANN, LE ROY PRICE - Phys. Rev. Letters, *10*, 110 (1963) ;

M.C. FOSTER - University of Wisconsin, Madison, Ph.D. Thesis, 1965 ;

H.W.J. FOELSCHE et H.L. KRAYBILL - Phys. Rev., *134*, B1138 (1964) ;

F.S. CRAWFORD, Jr. et LE ROY R. PRICE - Rapport UCRL 16618 ;

[45] E. PICKUP, D. ROBINSON, E. SALANT - Phys. Rev. Letters, *8*, 329 (1962) ;

P.L. BASTIEN, J.P. BERGE, O.I. DAHL, M. FERRO-LUZZI, D.H. MILLER, J.J. MURRAY, A.H. ROSENFELD, M.B. WATSON - Phys. Rev. Letters, *8*, 114 (1962) ;

C. ALFF, D. COLLEY, N. GELFAND, V. NAUENBERG, D. RILLER, J. STEINBERGER, T.H. TAU, H. BRUGGER, P. KRAMER, R. PLANO - 1962 Intern. Conference on High Energy Physics at CERN, p. 50 ;

J. BUTTON-STAFER, M. FERRO-LUZZI, J.J. MURRAY, M.L. STEVENSON, F.T. SOMITZ, Rapport UCRL 10237 ;
T. FIELDS, S. ORENSTEIN, R. KRAEMER, L. MADANSKY, M. MEER, A. PEVSNER, C. RICHARDSON, T. TOOHIG - Athens Topical Conference on Recently Discovered Particles, 1963, p. 185 ;

[46] O. GUISAN, J. KIRZ, P. SONDEREGGER, A.V. STIRLING, P. BORGEAUD, C. BRUNETON, P. FALK-VAIRANT, B. AMBLARD, G. CAVERZASIO, J. P. GUILLAUD et M. YVERT - Phys. Letters, *18*, 200 (1965).

Manuscrit reçu le 27 mai 1966

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :
Orsay, le 9 mai 1965
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. BERGERARD

Vu et permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 352
1966